

УДК 536.46

Экспериментальное исследование теплообмена в ячеистом пламени богатой и бедной смеси пропан/бутан/воздух*

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

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

E-mail: boyar@itp.nsc.ru

В качестве одиночного элемента многоячеистого пламени исследовалось восходящее течение бедной пропано-воздушной смеси сквозь круглое отверстие диаметром 10 мм, затянутое латунной сеткой. Температура газа измерялась методом CARS (Coherent Antistokes Raman Scattering) с оригинальным программным обеспечением для обработки спектров. Вертикальная и горизонтальная компоненты скорости измерялись методом PIV (Particle Image Velocimetry). Распределение тепловыделения и тепловых потоков, которое нельзя получить в прямых измерениях, оценивалось с применением балансовых соотношений в уравнении энергии. Результаты сопоставлялись с известными данными для пламени богатой смеси, полученными в опытах с той же самой горелкой. Конвективный и молекулярный перенос рассматривались по отдельности. Было показано, что в случае горения богатой смеси пропан-бутана с воздухом потоки тепла, обусловленные теплопроводностью, достигают максимума в центре зоны тепловыделения. Их интенсивность существенно ниже в сравнении с конвективными потоками, которые, в свою очередь, практически вдвое слабей конвективных потоков в пламени бедной смеси. Наибольшие значения интенсивности тепловыделения в пламени богатой смеси ниже, чем в бедной.

Ключевые слова: ячеистое пламя, бесконтактные измерения PIV, метод CARS, метод балансов.

Введение

Закономерности, относящиеся к тепловым потокам при движении газа без химического взаимодействия со стенками канала, широко представлены в публикациях разного уровня. Известны экспериментальные исследования [1], в которых получены данные о тепловых потоках не только на стенке, но также вблизи нее.

Выделение тепла и его перенос — важнейшие особенности процесса горения. Для описания теплообмена важно знать величину и распределение потоков тепла в каждой конкретной ситуации. В результате решения интегральных соотношений для реагирующего пограничного слоя, а также в ходе численного моделирования получено распределение тепловых параметров в химически реагирующем пограничном слое. Обзоры литературы, посвященной исследованию изучаемого процесса, можно найти в работах [2, 3].

В многочисленных экспериментальных исследованиях теплообмена в потоках с горением рассматривается теплоперенос при химическом реагировании веществ в различном агрегатном состоянии. Теплообмен твердых веществ, таких как полиметилметакрилат,

* Работа выполнена при финансовой поддержке ФАНО и РФФИ (проект № 18-03-00282).

изучался в работах [4–6], выгорание стенок графитового канала описывалось в монографии [7], испарение и горение жидкого топлива рассматривалось в статьях [8–10], вдув газообразного горючего, в том числе водорода, изучался в работах [11–13]. Эти исследования, как правило, связаны с получением данных о потоках тепла на стенках каналов, ограничивающих течение химически реагирующего газа. Величина тепловых потоков в этом случае оценивается либо из профилей температуры [6], либо из измерений потоков вещества на стенке [7–10]. В опытах с горением этанола с образованием ячеистого фронта пламени [14, 15] было показано, что трехмерные крупномасштабные ячеистые структуры значительно (до трех раз) увеличивают интенсивность массопереноса на стенке канала по сравнению с переносом вещества в химически реагирующем ламинарном пограничном слое. В перечисленных работах отсутствуют данные о распределении тепловых потоков при горении в объеме движущегося газа. Авторам не известны экспериментальные исследования, где были бы получены данные о потоках энергии вдали от стенок, в том числе в окрестности ячеистого фронта пламени. Подобная информация полезна при анализе устойчивости горения и в задачах о распространении и срыве пламени.

Для газового потока с химическими превращениями важнейшим параметром и первопричиной процессов переноса является тепловыделение. В работе [16] отмечалось, что задача определения скорости тепловыделения осложнена тем, что необходимо знать, какие компоненты присутствуют в смеси, какие протекают химические реакции (прямые и обратные) и с какой скоростью. При этом объем эмпирической информации о тепловыделении ограничен. В работе [17] исследовалась интенсивность тепловыделения при химическом реагировании. Было показано, что она изменяется в широких пределах в зависимости от организации процесса горения — от 0,01 до 6 ГВт/м³. Скорость тепловыделения в лабораторных условиях составляла примерно 350–400 МВт/м³ [18], а ее величина при пожарах оценена в 1,1 МВт/м³ [19].

При тепловыделении формируются градиенты температуры, инициирующие перенос тепла. Характерный размер области тепловыделения (полуширина профиля градиента температуры на его полувысоте) по данным [20] составляет ~ 0,5 мм. В опытах [21] полуширина профиля температуры достигала 2 мм. Таким образом, для экспериментального исследования процессов переноса тепла применимы известные методы диагностики с пространственным разрешением порядка 0,1 мм. Для обработки эмпирических данных возможно использование уравнений переноса, включающих градиенты температуры, скорости и теплофизических параметров, представленных в виде сетки с шагом ~ 0,1 мм.

Цель настоящей работы заключается в получении данных о распределении тепловыделения и тепловых потоков в окрестности фронта химического реагирования применительно к ячеистому пламени смеси пропан-бутана и воздуха.

1. Объект исследования и аппаратура

В качестве объекта исследования рассматривается ячеистое пламя, образующееся при горении смеси воздуха и пропан-бутана в восходящей струе (рис. 1). В общем случае пламя является нестационарным, подвижные ячейки в нем легко смещаются и деформируются при введении зондов в зону горения. В работе [22] было показано, что с уменьшением начального диаметра струи можно выделить единственную стационарную ячейку, характеристики которой аналогичны элементам многоячеистого пламени. В настоящем исследовании использовалась горелка с диаметром выходного отверстия 10 мм. К краям отверстия была припаяна латунная сетка из проволоки диаметром 0,15 мм с размером ячеек 0,3×0,3 мм. В полости диаметром 27 мм перед выходным отверстием располагалось еще три слоя такой же сетки. Эквивалентное соотношение в богатой смеси составляло $\Phi = 1,4\text{--}1,6$. При дальнейшем уменьшении доли пропан-бутана до $\Phi = 0,9$

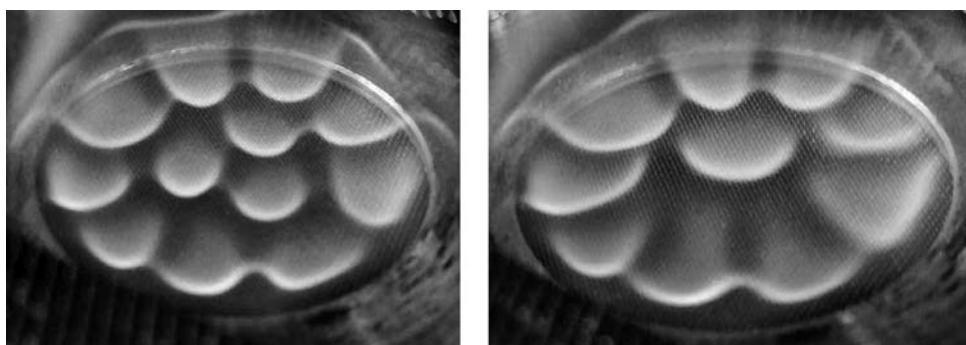


Рис. 1. Ячейчатое пламя в восходящей струе богатой смеси воздуха с пропан-бутаном (эквивалентное отношение $\Phi = 1,4$) над отверстием диаметром 24 мм, затянутым латунной сеткой. Изменчивость формы пламени и проявление известного зрительного эффекта «капли на потолке».

фронт пламени перешел к другой стационарной форме. По аналогии с вращающимися химически реагирующими струями [23] эти две формы пламени, исходя из внешнего вида, условно названы М-пламя (для богатой смеси) и V-пламя (для бедной смеси). В экспериментах по теплообмену использовался бытовой сжиженный газ из баллона. Состав продуктов сгорания и состав исходной смеси не измерялся. Эквивалентное соотношение Φ оценивалось в обычном виде [24] как отношение объемного расхода горючего газа и воздуха к соответствующему стехиометрическому отношению в предположении, что основным компонентом горючего является пропан.

Исследование локальных характеристик стационарного двумерного V-пламени бедной смеси пропан-бутана и воздуха ($\Phi = 0,9$, $Re = 543$, расход (мл/с) пропан-бутана/воздуха составлял 4/110) проводилось для изучения влияния степени разбавления горючей смеси на структуру и теплообмен в ячейчатом пламени. В работах [25, 26] изучалось распространение подобного (тюльпанообразного) пламени внутри канала. Отсоединенное V-пламя восходящей струи в открытом воздухе может рассматриваться как разновидность тюльпанообразного фронта пламени. На рис. 2 видно, что в отличие от формы пламени при горении богатой смеси при горении бедной смеси свечение выше фронта пламени не образует конической поверхности. При анализе опытов (см. рис. 3) использовались первичные данные, полученные для М-пламени богатой смеси на этой же горелке ($\Phi = 1,4$, $Re = 370$, соотношение расходов (мл/с) пропан-бутана и воздуха составляло 4/75).

Для получения экспериментальных данных о полях скорости и температуры в бедном пламени использовалась такая же оптическая аппаратура, как в опытах с богатой смесью в работе [22]. Газовый поток, содержащий субмикронные частицы, дважды освещался лазерным светом, и при этом снимались два последовательных изображения. Промежуток времени между импульсами составлял 23 мс. Локальная скорость потока вычислялась по изменению положения частиц на этих

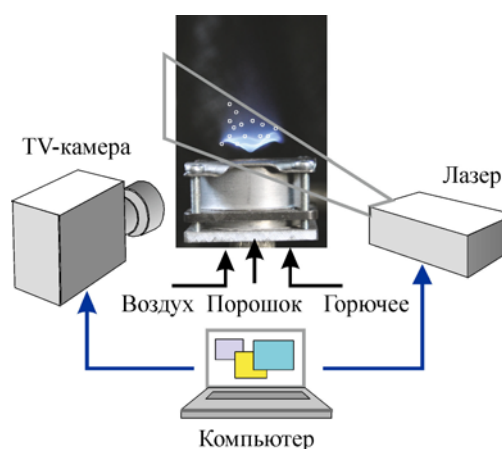


Рис. 2. Пламя бедной смеси (V-пламя).
Схема PIV для измерения
двумерного поля скорости газа.

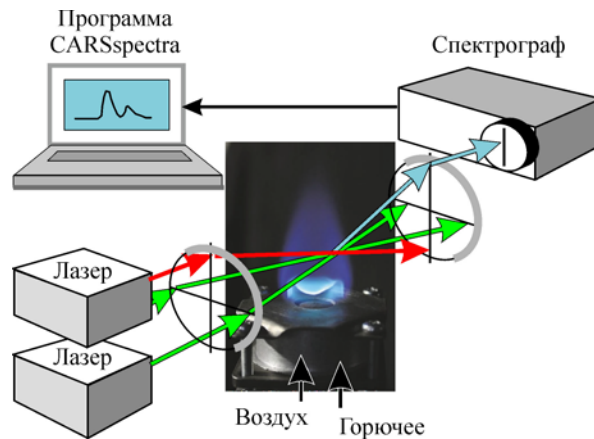


Рис. 3. Пламя богатой смеси (М-пламя).
Схема метода CARS для измерения
локальных температур.

снимках путем применения алгоритма взаимной корреляции. Сбор и обработка данных проводились на персональном компьютере с программным обеспечением ActualFlow. При отсутствии горения измерения скорости на выходе из отверстия (на расстоянии от сетки $y \sim 1$ мм и на удалении от оси струи $r < 4$ мм) показали, что течение однородно по радиусу с точностью $\Delta V/V \approx 10\%$. На рис. 4 показаны профили продольной скорости газа, удаляющегося от стенки. Видно, что с приближением к фронту пламени (отмечено символами) компонента скорости V несколько снижается, а на расстоянии ~ 8 мм достигает наибольших значений. Скорость газа возрастает с увеличением радикальной координаты светящейся поверхности пламени.

Для измерения температуры газа использовался метод CARS (Coherent Anti Stokes Scattering), основанный на регистрации излучения, возбуждаемого в области пересечения лазерных пучков, имеющих заданные свойства. Для измерения температуры регистрировались спектры азота, который содержался в исходной смеси, во фронте пламени и в продуктах сгорания. Два пучка на рис. 3 (стрелки светло-серого цвета) с длиной волны $\lambda = 532$ нм с энергиями по 12 мДж/имп и пучок широкополосного излучения с $\lambda = 607$ нм (черная стрелка) перестраиваемого лазера фокусировались и пересекались по схеме «boxcars». В месте пересечения формировался измерительный объем размерами $0,1 \times 0,1 \times 1$ мм. Возникший в измерительном объеме пучок CARS, пространственно отделенный от лазерных пучков, фокусировался на входной щели двойного монохроматора ДФС-24 с многоканальным оптическим регистратором спектров. Температура рассчитывалась по форме спектра с использованием собственной программы «CARSSpectra» [27].

На рис. 5 треугольными символами показаны результаты CARS-измерений температуры V-пламени для двух крайних значений радиуса горячей бедной смеси, когда $r = 0$ мм и $r = 6$ мм. Промежуточные значения представлены профилями, которые затем применялись в методе балансов. Результаты

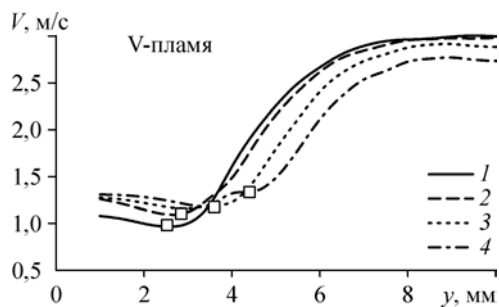
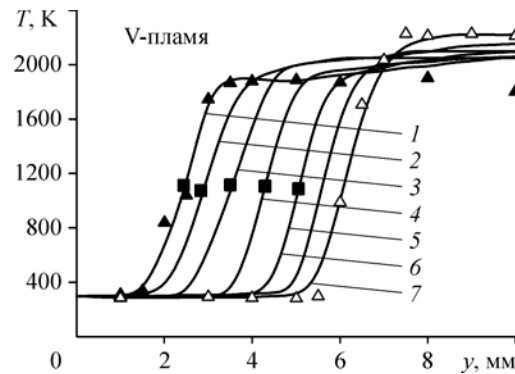


Рис. 4. Поле продольной компоненты скорости для случая горения бедной смеси пропан-бутана с воздухом. Символами отмечено положение контура пламени; линии — профили при $r = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4) мм.

Рис. 5. Профили температуры в пламени бедной смеси воздуха и пропан-бутана. Квадратными символами отмечено положение контура пламени, треугольными — результаты CARS-измерений для $r = 0$ мм и $r = 6$ мм; линии — профили при $r = 0$ (1), 1 (2), 2 (3), 3 (4), 4 (5), 5 (6), 6 (7) мм.



расчета сглаживались В-сплайном. Видно, что светящийся фронт пламени (его положение отмечено квадратными символами) в бедной смеси представляет собой изотермическую поверхность $T \sim 1100 \pm 50$ К. Градиенты температуры имеют значение при обработке опытных данных с применением уравнений переноса. Величина градиентов (~ 1700 К/мм для $r = 6$ мм на рис. 5) получилась близкой к опытным данным работы [21], где она составила ~ 1800 К/мм (диффузионное горение встречной струи метана, которое исследовалось методом спонтанного комбинационного рассеяния).

Из сравнения данных, представленных на рис. 4 и 5, видно, что скорость нарастания температуры от исходного до конечного значения значительно превосходит темп увеличения скорости газа. Нагрев газа происходит быстрее, чем его расширение, что может быть причиной локального увеличения статического давления за фронтом бедного пламени. Наличие локальных областей повышенного статического давления вблизи фронта ячеистого пламени было отмечено в обзоре [28]. Величина этого параметра по оценкам [22] составляла примерно 0,5 Па.

2. Задача исследования и метод обработки результатов измерений

Основная задача исследования состояла в оценке интенсивности переноса тепла в окрестности ламинарных пламен типа М и V. По своим характеристикам они близки к многоячейстым пламенам восходящих струй богатой и бедной смесей пропан-бутана с воздухом, что делает возможным установить влияние степени разбавления горючего газа на распределение потоков тепла. Интенсивность потоков тепла рассчитывалась из экспериментальных данных о локальных температурах и профилях скорости. Также в ходе исследований сравнивались между собой параметры газа при горении бедной и богатой смесей и сопоставлялись с положением характерных областей в окрестности зоны горения, где формируется максимум тепловыделения и где свечение визуализирует поверхность пламени.

Для обработки полученных опытных данных использовался балансовый метод, который применялся при оценке турбулентных напряжений [9], скорости образования вещества [29] и скорости тепловыделения [22]. В этом методе результаты измерений представляются в виде двумерной сетки локальных параметров газа, зависящих от радиальной координаты и удаления от среза горелки с шагом 0,125 мм так, чтобы в каждом узле сетки были известны две компоненты скорости и температура. По температуре дополнительно определяли локальные значения теплоемкости, вязкости и теплопроводности. Далее конечные разности параметров в узлах сетки использовались в уравнениях переноса вместо входящих в них производных. После каждой процедуры дифференцирования результаты расчета сглаживались В-сплайном.

Возможность получения данных о тепловых потоках в объеме газа вдали от стенки проверялась при обработке опытов, в которых были измерены турбулентные тепловые потоки в двумерном пограничном слое без горения. Авторы работы [1] определяли потоки тепла по измерениям пульсаций температуры T' и скорости U' , т.е. из выражения $q^T = \rho C_p \overline{U'T'}$. В этой же работе были приведены данные о распределениях средних

значений температуры T и компонентов скорости U и V . Используем изложенный способ для нахождения тех же турбулентных потоков тепла методом балансов, т.е. подстановкой в уравнение энергии осредненных значений $T(x, y)$, $U(x, y)$, $V(x, y)$ с последующим интегрированием:

$$q^T = \int_0^y \left(C_p \rho U \frac{\partial T}{\partial x} + C_p \rho V \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - U \frac{\partial P}{\partial x} \right) dy. \quad (1)$$

Эксперименты [1] проводились в воздушном потоке, скорость которого возрастала по длине канала. Сравнение результатов интегрирования (1) и результатов прямых измерений турбулентных потоков тепла по пульсациям скорости и температуры приведено на рис. 6. Линией показаны результаты интегрирования для параметра ускорения $Kr = (x/U_0) \cdot (dU_0/dx) = 0,15 \cdot 10^{-3}$ при обработке опыта, обозначенного как 040175. Символы соответствуют данным q^T , определенным из совместных измерений пульсаций температуры и скорости. На оси абсцисс отложена величина q^T/q_w — отношение турбулентного потока тепла к потоку на стенке, которая определялась, исходя из данных о числе Стентона $q_w = St \cdot \rho_0 U_0 \cdot C_p \cdot (T_w - T_0)$ для продольной координаты $x = 1473$ мм и толщине пограничного слоя $\delta = 26$ мм. Из рисунка видно, что балансовый метод применим для определения потоков тепла в объеме движущегося газа без химических превращений.

Для обработки опытных данных в осесимметричном потоке с горением в первом приближении предполагается использовать уравнение энергии, в котором число Льюиса–Семенова $Le = 1$:

$$\left(\frac{\partial(\rho C_p T \cdot V)}{\partial y} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(\rho C_p T \cdot U)}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + W, \quad (2)$$

здесь V и U (м/с) — компоненты вектора скорости в направлении y (м), т.е. вверх вдоль оси струи и вдоль ее радиуса r (м); T (К) — локальная температура газовой смеси, как функция координат $T(x, y)$ в пламени, W (Вт/м³) — скорость тепловыделения, C_p (Дж/кг/К) — теплоемкость, ρ (кг/м³) — плотность, λ (Вт/м/К) — теплопроводность, μ (кг/с/м) — динамическая вязкость. Зависимость теплофизических параметров (C_p , λ , μ) от температуры принималась такой же, как у азота.

Для использованной аппаратуры PIV точность данных о продольной V компоненте скорости составляла $\sim 5\%$ и была выше, чем точность определения горизонтальной компоненты U . Поэтому в настоящей работе вместо опытных данных использовались значения U , рассчитанные по измерениям продольной составляющей V с использованием уравнения неразрывности в цилиндрических координатах:

$$\frac{\partial(r\rho V)}{\partial y} = - \frac{\partial(r\rho U)}{\partial r}. \quad (3)$$

Плотность ρ рассчитывалась по температуре из уравнения состояния с учетом

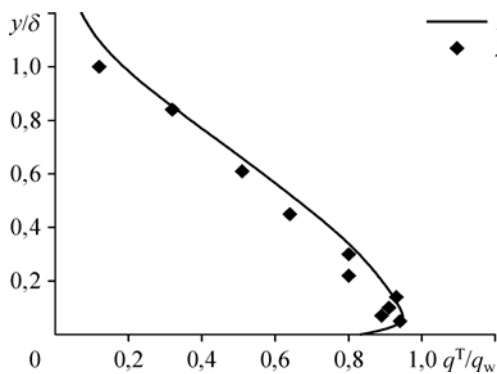


Рис. 6. Сравнение результатов определения турбулентного теплового потока по методу балансов (1) и прямых измерений [1] (2).

того, что в условиях экспериментов молекулярный вес смеси изменяется незначительно: $\rho = \rho_0 \cdot (T_0 / T)$, $\rho_0 = 1,21 \text{ кг/м}^3$, $T_0 = 298 \text{ К}$.

При интегрировании дифференциалы заменялись конечными разностями (шаг по обеим координатам равнялся 0,125 мм). Измерения радиальной скорости, выполненные с применением лазерного доплеровского анемометра, подтвердили результаты расчета компоненты U по уравнению (3). Для получения из (2) тепловых потоков в окрестности двумерного фронта пламени процедура интегрирования заменялась суммированием конечных разностей.

3. Результаты и их обсуждение

При горении в ламинарном потоке физико-химические превращения определяются молекулярными процессами переноса, которые происходят на фоне общего конвективного движения газа. Особый интерес представляет исследование соотношения между тепловыми потоками разной природы: между величиной конвективного, отражающего перенос энергии при направленном перемещении сплошной среды, и молекулярного потоков, передающих теплоту теплопроводностью внутри движущегося реагирующего газа. В рамках этой задачи встает вопрос о влиянии исходного состава на соотношение между разными механизмами переноса, т.е. получение данных для бедной смеси и сопоставление с тепловыми параметрами богатой смеси.

Для изложения материала целесообразно выражение (2) представить в краткой записи. Слагаемые левой части, отражающие перенос энергии конвекцией вследствие направленного движения газа, обозначены как C , а слагаемые правой части, связанные с рассеянием энергии вследствие теплопроводности, обозначены как M . Таким образом, уравнение энергии имеет вид $C = M + W$, где

$$C = \left(\frac{\partial(\rho C_p T \cdot V)}{\partial y} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot \rho C_p T \cdot U)}{\partial r} \right), \quad M = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right).$$

Ниже приводится краткий обзор данных, в которых была обнаружена связь параметров реагирующего течения с характерными зонами фронта пламени: положением максимумом контура светящейся области и тепловыделением.

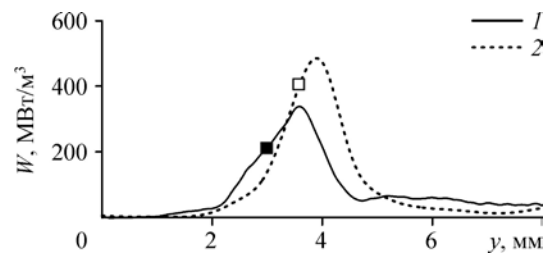
3.1. Скорость тепловыделения

В настоящей работе и в исследованиях [22] для анализа процессов переноса тепла применялся метод балансов в уравнении энергии. На основании опытных данных определялись слагаемые уравнения (2), кроме неизвестного, которое затем устанавливалось из условия выполнения равенства левой и правой частей этого уравнения, т.е. $W = C - M$ или

$$W = \left(\frac{\partial(\rho C_p T \cdot V)}{\partial y} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial(r \cdot \rho C_p T \cdot U)}{\partial r} \right) - \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right].$$

Из приведенного выражения видно, что получить величину скорости тепловыделения W , не имея данных о компонентах скорости движения газа, т.е. данных об организации конкретного процесса горения, не представляется возможным. На рис. 7 изображены графики изменения тепловыделения,

Рис. 7. Изменение тепловыделения при удалении от стенки в случае богатой и бедной смесей пропан-бутана и воздуха. Символами обозначено положение видимого контура пламени; 1 — М-пламя, 2 — V-пламя.



полученного из опытов с горением богатой [22] и бедной смесей при $r = 2$ мм. Максимальная скорость тепловыделения (500 ± 50 МВт/м³) в бедной смеси здесь выше, чем в богатой, очевидно, в силу более полного сгорания.

3.2. Перенос энергии теплопроводностью и конвекцией

Полученные данные позволяют проанализировать соотношение механизмов конвективного и молекулярного переноса тепла. На рис. 8 показано сравнение потоков энергии (МВт/м²) в пламени богатой и бедной смесей, полученных интегрированием левой (C) и правой (M) частей уравнения энергии, содержащей теплопроводность. Потоки тепла являются векторными величинами, поэтому для q_λ использован знак «минус», как в законе Фурье. Отрицательное значение проекции молекулярного потока тепла означает, что она направлена против градиента температуры, т.е. навстречу исходной смеси, и затрачивается на ее нагревание:

$$\overline{q_C} = \int_0^y C \cdot dy \quad \overline{q_\lambda} = -\int_0^y M \cdot dy. \quad (4)$$

Из рис. 8а видно, что перенос теплопроводностью становится наибольшим в окрестности фронта пламени, положение которого отмечено стрелками. Внутренний (молекулярный перенос тепла) происходит на фоне конвективного движения, вызванного нагревом и тепловым расширением реагирующего газа. Из сравнения данных рис. 8а и 8б видно, что конвективные потоки тепла (рис. 8б), которые развиваются в ходе физико-химических превращений в богатой смеси, значительно превосходят внутренний молекулярный перенос за счет теплопроводности. Тепловая конвекция в исследованной бедной смеси (V-пламя) происходит более интенсивно, чем в богатой смеси (M-пламя).

Отличие тепловых потоков разной природы (4) определяется интегралом $\int_0^y W dy$, который связан с тепловыделением в химически реагирующем газовом потоке, обеспечивая баланс в уравнении энергии $C = M + W$. Как правило, отношение тепловых потоков, аналогичное q_C/q_λ , определяется числами Пекле и Стентона. В теории горения [21] для описания диффузионного горения используется число Пекле газового потока

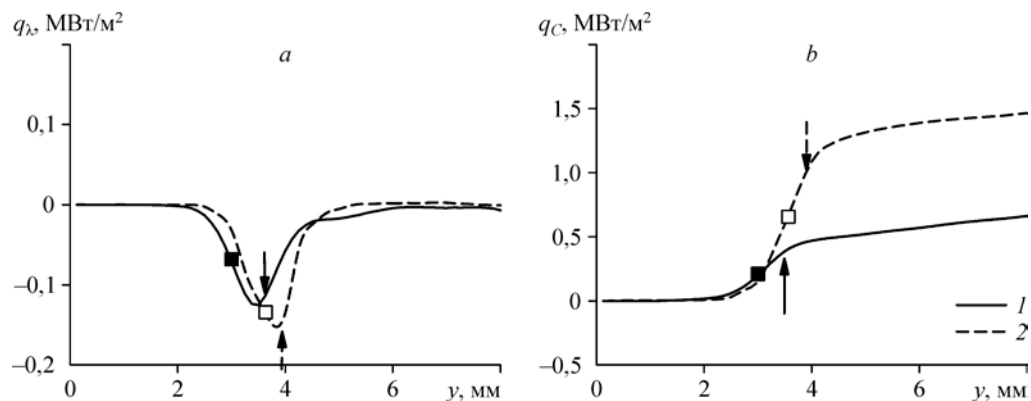


Рис. 8. Проекция на ось струи потоков энергии, обусловленных молекулярным (а) и конвективным (б) переносом для $r = 2$ мм при горении богатой и бедной смесей воздуха и пропан-бутана.

Символами отмечено положение видимого контура пламени, стрелками — область тепловыделения; 1 — М-пламя, 2 — V-пламя.

$Re = \rho V r / (\lambda / C_p)$, характеризующее отношение конвективного и молекулярного механизмов переноса. В теории теплообмена [30] для соотношения тепловых потоков на стенке и газовом потоке, движущемся вдоль нее, применяют критерий Стентона $St = q_w / [\rho U_0 C_p (T_0 - T_w)]$.

Заключение

Целью исследования было получение опытных данных о тепловыделении, тепловых потоках для бедного ячеистого пламени и сопоставление их с аналогичными параметрами пламени богатой смеси для изучения влияния исходного состава на тепловые характеристики процесса горения.

В опытах с осесимметричным пламенем, которое доступно для оптических измерений, применялась аппаратура CARS и PIV. Чтобы осуществить анализ эмпирической информации, был использован метод балансов в уравнении энергии для числа Льюиса–Семёнова $Le = 1$. Рассматривалось горение бедной ($\Phi = 0,9$) смеси пропан-бутана с воздухом. Распределение параметров сравнивалось с положением характерных областей в окрестности зоны горения: максимального тепловыделения и поверхности пламени, визуализированной свечением.

Конвективный и молекулярный перенос тепла оценивались по отдельности. Молекулярные потоки тепла в случае горения бедной смеси пропан-бутана с воздухом больше, чем в случае горения богатой смеси ($\Phi = 1,4$). В обоих случаях тепловые потоки, обусловленные теплопроводностью, достигают максимума в центре зоны тепловыделения. Показано, что в случае горения богатой смеси молекулярные потоки тепла существенно ниже, чем конвективные, которые, в свою очередь, практически вдвое слабее конвективных потоков в пламени бедной смеси. Наибольшая интенсивность тепловыделения в пламени богатой смеси ($\sim 400 \pm 50$ МВт/м³) ниже, чем в бедной ($\sim 500 \pm 50$ МВт/м³). Также показано, что в случае горения смеси бедного состава видимый контур пламени представляет собой изотермическую поверхность 1100 ± 50 К. Скорость нарастания температуры от исходного до конечного значения значительно превосходит темп увеличения скорости газа, что может быть причиной локального увеличения статического давления. Выявлено, что при отсутствии данных о полях скорости движущегося газа определить в экспериментах скорость тепловыделения не представляется возможным.

Проведенный анализ носит скорее качественный, чем количественный характер. Результаты исследования могут дополняться и уточняться по мере совершенствования экспериментального оборудования и методов обработки результатов измерений.

Список обозначений

| | |
|---|--|
| C_p — теплоемкость, Дж/(кг·К), | ρ — плотность, кг/м ³ , |
| d — диаметр выходного отверстия горелки, м, | $St = q_w \cdot \rho_0 \cdot U_0 \cdot C_p (T_w - T_0)$ — критерий Стентона, |
| λ — теплопроводность, Вт/(м·К), | T — температура, К, |
| ν — коэффициент кинематической вязкости смеси топлива и воздуха, м ² /с, | U — поперечная компонента вектора скорости, м/с, |
| $Re = \rho \cdot V \cdot r / (\lambda / C_p)$ — критерий Пекле, | V — продольная компонента вектора скорости, м/с, |
| $Re = dV / \nu$ — критерий Рейнольдса, | W — скорость тепловыделения, Дж/м ³ , |
| r — поперечная координата, м, | y — продольная координата, м. |

Нижние индексы

0 — параметры для ядра газового потока, O — стандартная атмосфера, W — параметры на стенке.

Список литературы

1. Coleman H.W., Moffat R.J., Kayes W.M. Momentum and energy transport in the accelerated fully rough turbulent boundary layer // Thermosc. Div., Mech. Eng. Dept. Stanford University, 1976. Report No. HMT-24. P. 150.
2. Волчков Э.П., Терехов В.И., Терехов В.В. Структура течения и тепло-массоперенос в пограничных слоях со вдувом химически реагирующих веществ (обзор) // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40, № 1. С. 3–20.

3. Волчков Э.П., Дворников Н.А., Перепечко Л.Н. Сравнение различных моделей горения в турбулентном пограничном слое // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 4. С. 37–42.
4. Orloff L., Modak A.T., Alpert R.L. Burning of large-scale vertical surfaces // 16th Symp. (Int.) on Combustion. Comb. Inst. 1976. Vol. 16, No. 1. P. 1345–1354.
5. Paul P.J., Mukunda H.S., Jain V.K. Regression rates in boundary layer combustion // 19th Symp. (Int.) on Combustion. The Comb. Inst. 1982. Vol. 19, No. 1. P. 717–729.
6. Singh A.V., Gollner M.J. A methodology for estimation of local heat fluxes in steady laminar boundary layer diffusion flames // Combustion and Flame. 2015. Vol. 162. P. 2214–2230.
7. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука, 1983. 240 с.
8. Ali V., Raghavan V., Tiwari S. A study of steady laminar diffusion flame over methanol pool surface // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2010. Vol. 53. P. 4696–4706.
9. Boyarshinov B.F., Titkov V.I., Fedorov S.Yu. Momentum transfer in the boundary layer when there is acceleration and combustion of ethanol as it evaporates behind a barrier // Combustion and Flame. 2010. Vol. 157. P. 1496–1509.
10. Бояршинов Б.Ф., Федоров С.Ю. Тепломассоперенос и стабилизация пламени в пограничном слое за ребром и за уступом // Физика горения и взрыва. 2013. Т. 49, № 5. С. 3–7.
11. Wooldridge C.E., Muzzy R.J. Measurements in a turbulent boundary layer with porous wall injection and combustion // Tenth Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburg, The Combustion Institute, 1965. Vol. 10, No. 1. P. 1351–1362.
12. Волчков Э.П., Терехов В.В., Терехов В.И. Структура пограничного слоя с горением водорода при различных интенсивностях вдува // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38, № 3. С. 20–29.
13. Лукашов В.В., Терехов В.В., Ханьялич К. Теплообмен в пограничном слое на проницаемой пластине при вдуве и горении // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20, № 6. С. 89–98.
14. Бояршинов Б.Ф. Экспериментальное исследование пределов горения этанола в пограничном слое за преградой // Теплофизика и аэромеханика. 2018. № 1. С. 49–56.
15. Абдрахманов Р.Х., Бояршинов Б.Ф. Экспериментальное исследование ячеистого пламени этанола, испаряющегося «на потолке» // Физика горения и взрыва. 2018. Т. 54, № 1. С. 3–11.
16. Turbulent reacting flows / Ed. P.A. Libby, F.A. Williams. Springer-Verlag, 1980. 243 p.
17. Brady D. How fast can we burn? // 24th Symp. Intern. on Comb. 1992. P. 247–262.
18. Sung C.J., Liu J.B., Law C.K. Structural response of counterflow diffusion flames to strain rate variations // Combustion and Flame. 1995. Vol. 102. P. 481–492.
19. De Ris J.L., Orloff L. Flame heat transfer between parallel panels // 8th Symp. (Intern.) On Fire Safety Science-Proceedings. 2005. P. 999–1010.
20. Law C.K., Sung C.J. Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets // Progress in Energy and Combustion Sci. 2000. Vol. 26. P. 459–505.
21. Law C.K. Combustion physics. Cambridge University Press, 2006. 742 p.
22. Abdrakhmanov R.Kh., Boyarshinov B.F., Fedorov S.Yu. Investigation of the local parameters of a cellular propane/butane/air flame // Int. J. Heat and Mass Transfer. 2017. Vol. 109. P. 1172–1180.
23. Stöhr M., Oberleithner K., Arndt C.M., Steinberg A.M., Meier W. Experimental study of transient coupling of PVC formation and flame shape transition in a bi-stable turbulent swirl flame // Proceedings of the European Combustion Meeting, 2015. 6 p.
24. Шарыпов О.В. Введение в физику горения: уч. пособие. Новосибирск: НГУ, 2010. 99 с.
25. Истратов А.Г., Кидин Н.И., Федоров А.В. Ячеистая и тюльпанообразная конфигурации пламени // Прикладная механика и техническая физика. 2003. Т. 44, № 3. С. 112–114.
26. Shena X., He X., Sun J. A comparative study on premixed hydrogen–air and propane–air flame propagations with tulip distortion in a closed duct // Fuel. 2015. Vol. 161. P. 248–253.
27. Свидетельство № 2017616085 на программу для ЭВМ CARSSpectra v.02. Приоритет от 21.02.2017. Автор: Федоров С.Ю. Правообладатель: ИТ СО РАН.
28. Lipatnikov A.N., Chomiak J. Effects of premixed flames on turbulence and turbulent scalar transport // Prog. Energy Combust. Sci. 2010. Vol. 36. P. 1–102.
29. Boyarshinov B.F. Investigation of momentum and mass transfer in the turbulent boundary layer with ethanol combustion behind a barrier / ed. S.M. Frolov. Nonequilibrium Processes in Plasma, Combustion, and Atmosphere. Moscow: Torus Press Ltd, 2012. P. 221–227.
30. Исаев С.И., Кожин И.А., Кофанов В.И., Леонтьев А.И., Миронов Б.М., Никитин В.М., Петражицкий Г.Б., Самойлов М.С., Хвостов В.И., Шиннов Е.В. Теория тепломассообмена / под ред. А.И. Леонтьева. М.: Высш. школа, 1979. 495 с.

*Статья поступила в редакцию 9 июля 2018 г.,
после переработки — 7 сентября 2018 г.,
принята к публикации 11 октября 2018 г.*