

УДК 536.46

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЯЧЕИСТОГО ПЛАМЕНИ ЭТАНОЛА, ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ «НА ПОТОЛКЕ»

Р. Х. Абдрахманов, Б. Ф. Бояршинов

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

Исследовалось испарение и горение этанола под горизонтальной стенкой в стратифицированном сдвиговом слое газа, когда проявляется неустойчивость Рэлея — Тейлора. Данные о характере течения получены с применением аппаратуры PIV (particle image velocimetry), профили температуры регистрировались термопарой. Показано, что формирование ячеек происходит в узком диапазоне скорости воздуха 0.6 ± 0.05 м/с и не зависит от высоты преграды (обратный уступ или ребро высотой $0 \div 7$ мм). Течение между стенкой и фронтом пламени представляет собой чередование грибовидных структур, движущихся от стенки и к стенке. В ячеистом пламени поток вещества (по отношению к потоку воздуха) в три раза превосходит его уровень в стандартном ламинарном пограничном слое. Осредненная поперечная скорость в пограничном слое с горением без ячеек направлена от стенки, в ячеистом пламени между стенкой и фронтом пламени она снижается и направлена к стенке.

Ключевые слова: диффузионное пламя, ячейки, смешанная конвекция, грибовидные структуры, PIV, массоперенос, неустойчивость Рэлея — Тейлора.

DOI 10.15372/FGV20180101

ВВЕДЕНИЕ

В естественных условиях и технических устройствах, когда имеет место стратификация по плотности, даже при отсутствии горения происходят радикальные изменения в структуре газового потока, в характере тепло- и массообмена. Если жидкость повышенной плотности находится над менее плотной, а поверхность раздела отсутствует, развивается неустойчивость Рэлея — Тейлора. Происходит взаимное проникновение двух жидкостей с образованием отдельных струй (термиков), в головной части которых появляются тороидальные вихри, т. е. формируются грибовидные структуры [1]. Они воспроизводятся в численном эксперименте [2]. При обтекании нагреваемой сверху или охлаждаемой снизу пластины [3] термическая неустойчивость вызывает развитие продольных вихрей (шнуров), оси которых параллельны основному потоку и периодически расположены вдоль поверхности. В нерагнущем пограничном слое на горизонтальной стенке появление плавучести определяется критериями Грасгофа Gr и Рейнольдса Re ,

$Gr/Re^{2.5} \geq 0.05$ [4, 5]. Исследования свободной конвекции, как правило, проводятся на поверхностях с различной пространственной ориентацией. В работе [6] установлено наличие крупномасштабного движения в виде повторяющихся срывов потока на нагретой наклонной пластине, при этом числа Нуссельта для «пола» и «потолка» отличаются практически вдвое.

Горение усиливает эффекты плавучести. В работе [7] керамическая пластинка, пропитанная метанолом или этанолом, располагалась под различными углами ($\pm 90^\circ$) к вектору силы тяжести. Оказалось, осредненная скорость выгорания этих жидкостей «на потолке» ниже, чем в других положениях. В этом нестационарном процессе проявилась зависимость скорости испарения от размеров пористой пластины.

В работе [8] использовался подход, позволяющий сравнивать горение газов и жидкостей. Для смеси этилена и азота изучалось влияние наклона поверхности на скорость выгорания. Показано, что максимум соответствует горизонтальному положению стенки (бассейн, «на полу»), в случае горения «на потолке» интенсивность массопереноса вновь возрастала. Этот результат полностью противоположен полученному в работе [9] и объяснен авторами различием режимов течения (ламинар-

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 15-03-03890).

© Абдрахманов Р. Х., Бояршинов Б. Ф., 2018.

ный или турбулентный). В работе [10] показано двукратное расхождение данных разных авторов по массообмену при горении полиметилметакрилата «на потолке».

Чтобы максимально упростить объект, авторы работы [11] исследовали горение смеси водорода и азота «на потолке» в воздушном потоке, скорость которого увеличена до 10 м/с. Они провели измерения скоростного напора, состава газов и температуры, получили подтверждение выполнения «тройной» аналогии Рейнольдса при диффузионном горении. Показано, что статическое давление между фронтом и стенкой сопоставимо со скоростным напором. Теплообмен не исследовался. В работе [12] на той же установке изучали деформацию профиля скорости в реагирующем пограничном слое с продольным градиентом давления. Крупномасштабные структуры и ячейки не обнаружены.

Появление газодинамических структур в диффузионном пламени впервые было отмечено в работах [13, 14]. Ячейки оказались значительно крупнее, чем при горении перемешанной смеси [15, 16]. Почти стационарные огненные валики формировались под стенкой размером 15.2×91.4 см, пропитанной гептаном, содержащим добавку MnSO_4 для визуализации течения тлеющими треками. Два зеркально-симметричных вихревых потока появлялись в центре «двумерных» валиков. Эти же авторы [13, 14] провели систематические исследования ячейистого пламени этилена, который вместе с азотом вдувался в воздух сверху вниз сквозь пористый горизонтальный диск. Они наблюдали образование ячеек, которые сохранялись при изменении расхода смеси. Изучалось влияние состава и расхода горючего, молекулярной массы газа и температуры пламени, размера диска и конструктивных особенностей горелки на теплообмен с зоной химических реакций. Тепловые потоки определены как рабочие параметры системы охлаждения пористого диска. Без использования строгого математического описания процесса создана теория, удовлетворительно описывающая проведенные эксперименты. Установлено, что критическое число Рэлея Ra_{cr} , определяющее устойчивость, имеет тот же порядок, как в горизонтальном слое газа, подогреваемом снизу. При анализе теплообмена авторы опирались на известное соотношение чисел Нуссельта Nu и Рэлея Ra в виде $Nu = ARa^{1/3}$ (свободная конвекция на горизон-

тальной стенке без горения) и применили его при $Ra \approx 3 \cdot 10^4$, т. е. в переходном и турбулентном режимах обтекания (множитель A получен из общих представлений о распределении температуры в нагретом слое газа).

В более строгой постановке задача решалась численно в работе [17]. Использовались уравнения сохранения и соответствующие межфазные граничные условия с одной глобальной реакцией горения метанола в воздухе. Результаты расчетов предварительно сравнивались с экспериментами по горению на вертикальной поверхности и затем были распространены на ситуации с наклоном пластины в ограниченном диапазоне углов $\pm 60^\circ$, т. е. случай с диффузионным горением «на потолке» не рассматривался.

Таким образом, крупномасштабные структуры при диффузионном горении «на потолке» в виде валиков и ячеек проявляются при низких скоростях движения воздуха. Они наблюдались в опытах с гептаном и при вдуве горючего газа сверху вниз в воздух через проницаемую стенку. Представленные данные о тепловых и массовых потоках газа расходятся между собой, локальные измерения скорости и температуры в ячейистом диффузионном пламени не проводились. Математическое моделирование не позволяет судить о газодинамических характеристиках течения в ячейистом пламени «на потолке». Все это стимулирует накопление фактического материала о структуре зоны химического реагирования и процессах тепло- и массопереноса при диффузионном горении «на потолке».

Исходя из анализа теплообмена наиболее благоприятные условия имеют место при испарении жидкого топлива, когда граничные условия определяются с удовлетворительной точностью. Ячейистое пламя при испарении и горении этанола «на потолке» получено в работе [18]. На рис. 1 показан фрагмент рабочего участка, на верхней горизонтальной поверхности которого происходит испарение и горение этанола. Образующиеся ячейки движутся вместе с потоком воздуха слева направо. Масштаб фотографии определяется размерами стекол, образующих боковые стенки канала, в горизонтальном направлении он равен 65 мм. Был реализован самоподдерживающийся режим, в котором расходы горючего не устанавливаются произвольно, а задаются самим процессом горения. Проведено сравнение с известными данными



Рис. 1. Ячеистое пламя при горении испаряющегося этанола «на потолке» (воздушный поток слева направо)

[19] для анализа влияния плавучести, влияния крупномасштабных структур на тепло- и массообмен. Цель настоящей работы в том, чтобы на примере горения этанола «на потолке» определить неизвестные свойства процесса: условия формирования ячеек, газодинамический диапазон их существования, изучить локальную газодинамическую структуру ячеек и ее влияние на теплообмен между зоной горения и поверхностью жидкого горючего.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальное оборудование описано в работе [18]. Горение этанола «на потолке» вблизи плоских горизонтальных поверхностей жидкого топлива исследовалось в аэродинамической трубе с рабочим участком прямоугольного сечения 100×100 мм (рис. 2). Уровень турбулентности воздушного потока комнатной температуры составлял $Tu_0 = 1\%$. Ра-

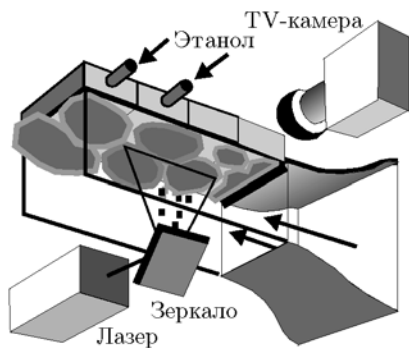


Рис. 2. Размещение оборудования в опытах с ячеистым пламенем «на потолке»

бочий участок был непосредственно состыкован с конфузуром (степень поджатия 6.8). При изучении тепло- и массообмена «на потолке» верхняя горизонтальная поверхность рабочего участка была образована четырьмя пористыми пластинами из нержавеющей стали размером 80×80 мм (толщина $10 \div 15$ мм, пористость $\approx 60\%$). Верхняя поверхность конфузора была покрыта второй стенкой, которая повторяла ее контур и могла отклоняться от него. На входе в канал эта подвижная стенка имела поперечный участок, вместе с которым образовывала уступ переменной высоты $h = 0 \div 7$ мм. Нижняя стенка канала отсутствовала, прозрачные боковые стенки были составлены из кварцевых пластин. Зона горения по всей длине канала ограничивалась ребрами, выступающими за плоскость пластин на 10 мм.

В качестве горючего использовался этанол (водный раствор, 96 % по объему). Топливная система представляла собой перевернутые сообщающиеся сосуды. Отсутствие воздуха в полости над пористыми пластинами и в трубопроводах контролировалось, благодаря прозрачным элементам топливной системы. Как в опытах с горением «на полу», постоянное увлажнение пластин обеспечивалось смещением и подбором положения поплавковых камер. Расход этанола для каждой пористой пластины определялся по изменению его уровня в мерных сосудах с погрешностью измерений не более 10 %.

Тепловые условия на поверхности испаряющегося этанола сохранялись такими же, как в работе [19] в опытах «на полу» ($T_w = 341 \pm 1$ К), что соответствует массовой концентрации этанола $C_w = 0.8$. Движение воздуха создавалось вентилятором с регулированием скорости вращения крыльчатки. На входе в диффузор устанавливалась шайба с известным профилем скорости. Скорость на входе в рабочий участок определялась из измерений скоростного напора в центре шайбы и отношения площадей.

Для измерения проекций вектора скорости в ячеистом пламени использовалась оптическая аппаратура PIV (particle image velocimetry) (см. рис. 2). Частицы TiO_2 диаметром $\approx 1 \div 10$ мкм подавались непосредственно на крыльчатку вентилятора, проходили сквозь две выравнивающие решетки диффузора и три сетки перед конфузуром и попадали на вход в рабочий участок. Частицы освещались в

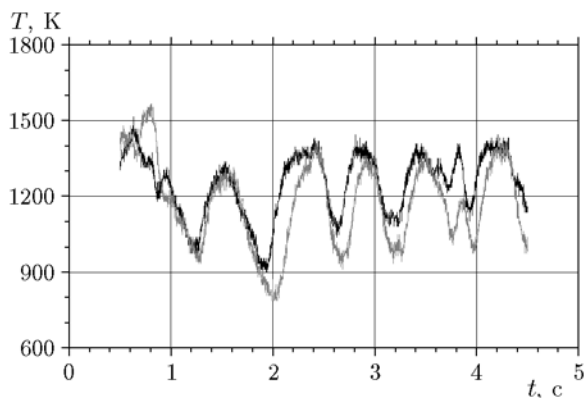


Рис. 3. Пример записи температуры двойной термопарой в опытах с ячейистым пламенем этанола «на потолке»:

удаление от стенки $y = 25$ мм, расстояние от преграды $x = 100$ мм

плоскости светового «ножа», создаваемого лазером Nd:YAG с двойным импульсным излучением (длина волны 532 нм), время между импульсами 23 мкс. Положение частиц фиксировалось видеокамерой 4MPix POLIS v1.0 на базе ВИДЕОСКАН-4021. В поле зрения TV-камеры находилась область пламени с характерным размером 20 мм. Аппаратура PIV включала в себя оптическую насадку, формирующую лазерный «нож» в срединной плоскости канала, и синхронизирующий процессор POLIS. Сбор и обработка данных проводились на персональном компьютере с использованием программного обеспечения ActualFlow.

В нестационарном процессе, чтобы судить о тепловой структуре ячейистого пламени, использовали запись хода температуры с помощью запоминающего цифрового осциллографа Tektronix TDS2022B. На рис. 3 представлены показания двух хромель-алюмелевых термопар с диаметром спая 0.1 мм, смещенных в направлении воздушного потока на 12.5 мм. Подобный метод записи температуры содержит потенциальную возможность определения скорости движения тепловых фронтов, но строгое обоснование такого подхода выходит за рамки настоящей работы. Видно, что характерное время процесса (полуширина на полувысоте) составляет примерно 0.3 с.

Постоянная времени термопары диаметром $d = 0.1$ мм оценивается равной $\beta = (d^2 \rho c_p)_s / 4 \text{Nu} \lambda \approx 0.07$ с (ρ — плотность, c_p — теплоемкость при постоянном давлении, λ — теплопроводность газовой смеси). Отставание

температуры, регистрируемой термопарой, от температуры газа определяется из выражения $T/T_g = 1 - \exp(-\tau/\beta)$. Ошибка составляет $\approx 5\%$, если $\tau = 3\beta$, т. е. в нашем случае это время меньше характерного значения 0.3 с. Поэтому было принято, что погрешность, обусловленная тепловой инерцией термопары, не превышает допустимого уровня, а термопара применима к исследованиям нестационарного диффузионного ячейистого пламени этанола.

На рис. 3 видны изменения температуры зонда, достигающие 600 К при прохождении мимо него ячейистого пламени. Между ячейками и внутри них температура значительно ниже, чем на поверхности фронта пламени. В работе не принималось специальных мер по упорядочению движения ячеек, которые хаотично перемещались с потоком воздуха, а их размер (в среднем примерно 60 мм) постепенно увеличивался, частота следования была $\approx 2.7 \text{ с}^{-1}$. Данные по структуре течения получены в передней части пограничного слоя, т. е. на удалении от уступа $x < 160$ мм.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Установлено, что диапазон скорости воздуха, при которой появляются и исчезают ячейки, крайне узок и составляет $u_0 = 0.6 \pm 0.05$ м/с. Он практически не зависит от высоты уступа $h = 0 \div 7$ мм. При $u_0 > 0.7$ м/с ячейки вытягиваются и исчезают, а поверхность пламени сглаживается. При $u_0 < 0.5$ м/с объем области, занятой горением, увеличивается настолько, что вызывает движение газа навстречу потоку воздуха — «реверс», при котором ячейки разрушаются. Дальнейшие измерения выполнены для уступа высотой $h = 3$ мм, роль которого сводилась к исключению колебаний передней кромки пламени. Подобные наблюдения дают основания рассматривать образование ячеек как некоторый предельный режим течения газа в пограничном слое с испарением и горением этанола, при котором резко изменяются его структура и тепло- и массообмен. Смешанная конвекция прекращается, происходит переход к свободно-конвективному горению.

На рис. 4,а показан профиль температуры при скорости воздуха $u = 0.8$ м/с, когда поверхность пламени все еще остается гладкой. Максимальный уровень температуры существенно ниже, чем в случае $u =$

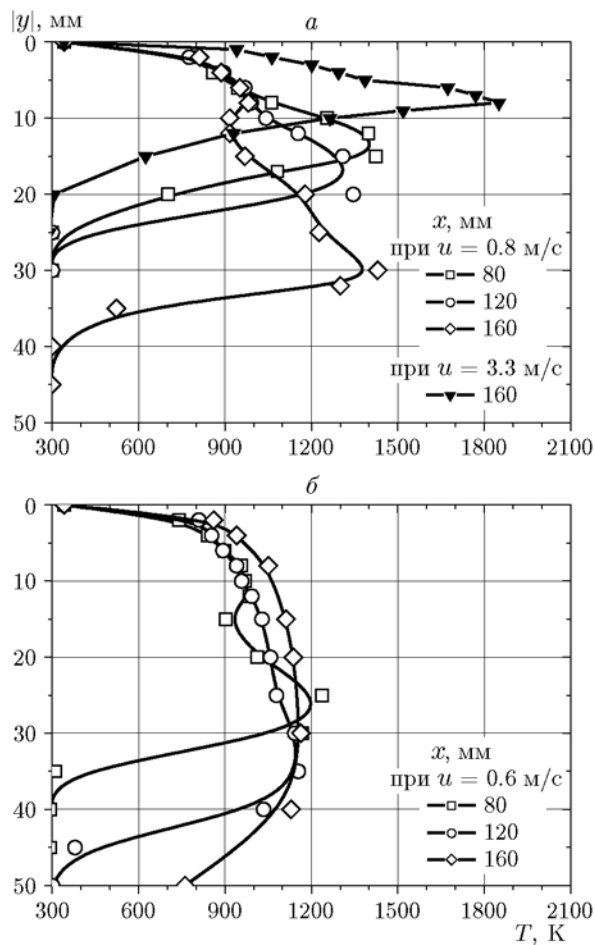


Рис. 4. Профили температуры при горении с гладкой (а) и ячейистой (б) поверхностью пламени

3.3 м/с (темные треугольники — измерения платино-платинородиевой термопарой диаметром 50 мкм). В работе [20] методом лазерно-индуцированной флуоресценции во фронте пламени этанола получена температура $T \approx 2000$ К. При скорости воздуха $u = 0.8$ м/с отмечается интенсивное осаждение сажи на стенках канала и на термопаре. Градиенты температуры вблизи стенки и на внешней границе оказываются сопоставимыми. Если скорость уменьшается до 0.6 м/с (рис. 4, б), то появляются ячейки, а толщина нагретой области существенно возрастает. Здесь показаны результаты, осредненные по 100 выборкам. Для удаленных сечений ($x > 80$ мм) максимум в профиле температуры размыт и не превышает 1250 К.

Образование сажи в зоне горячего между фронтом пламени и «потолком» снижает температуру продуктов сгорания, но может способствовать получению данных о внутренней структуре отдельной расширяющейся ячейки с применением метода PIV.

Если в поле зрения TV-камеры была область пламени с характерным размером 20 мм, регистрировались отдельные вихри с вращением против направления воздушного потока. Иногда отмечалось движение газа вдоль поверхности ячеек. Возможно, мы наблюдали только часть более крупного газодинамического образования. Размеры TV-кадра были увеличены, и на рис. 5 показаны снимки размером 60×60 мм при одном и том же положении камеры. Примерно на $15 \div 20$ кадрах из сотни

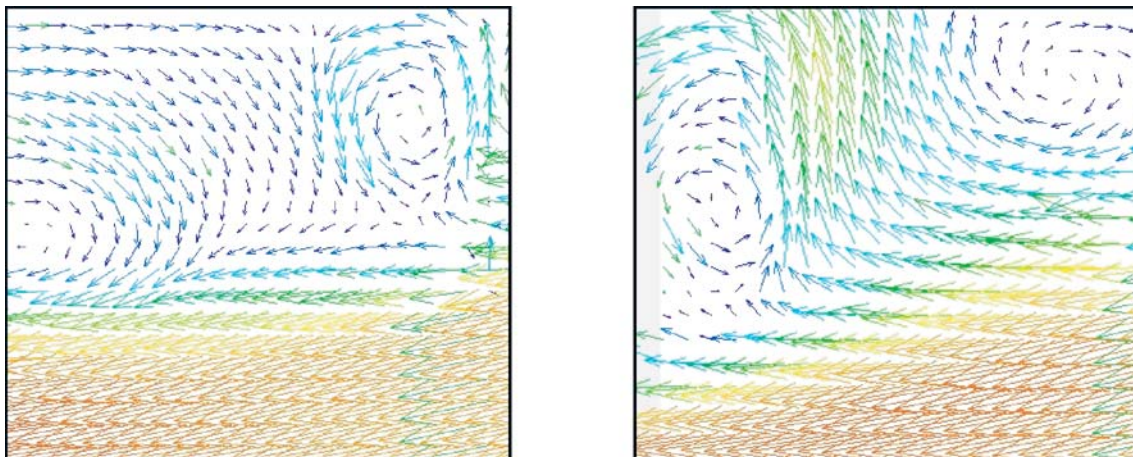


Рис. 5. Нисходящее (слева) и восходящее (справа) движение газа между областью с максимальной температурой и стенкой:
координата верхнего правого угла — $x = 70$ мм, $y = 2$ мм, размер снимков 60×60 мм

зафиксированы ситуации, когда ось симметрии газодинамической структуры проходила вблизи плоскости лазерного «ножа». Видно, что характер течения в области между максимумом температуры и стенкой представляет собой чередование нисходящих и восходящих грибовидных структур, соответствующих потере устойчивости Рэлея — Тейлора в газе со стратификацией по плотности [1].

На рис. 6 показаны осредненные профили продольной u и поперечной v скоростей пламени с гладкой поверхностью (скорость воздуха 0.8 м/с, рис. 6,а) и ячеистого пламени (0.6 м/с, рис. 6,б), измеренные в сечении $x = 120$ мм аппаратурой PIV. Положительные значения поперечной скорости (треугольники) соответствуют движению к стенке, положительные значения продольной скорости (квадра-

ты) — движению с потоком воздуха.

Горизонтальной линией на рис. 6 отмечено положение максимума температуры, который делит пограничный слой на две части. Выше этой линии стратификация вызывает потерю устойчивости, ниже — стратификация повышает устойчивость течения. В обоих случаях максимум температуры соответствует уменьшению поперечной скорости (эффект теплового расширения). Без ячеек (рис. 6,а) газ везде движется от стенки, препятствуя проникновению крупных объемов нагретого газа к стенке. Во фронте пламени, где поперечная скорость v снижается до нуля, продольное движение тормозится. В ячеистом пламени (рис. 6,б) между стенкой и максимумом температуры ($|y| < \delta$) силы плавучести достаточны, чтобы отдельные порции газа могли достигнуть стенки. Во внешней области нагретый газ движется от стенки в обоих случаях.

Появлением ячеек фактически обозначена граница режима горения при смешанной конвекции, когда массообмен достигает значений, характерных только для пламени с ячейками. На рис. 7 показаны относительные потоки этанола $J_w = j_w / \rho_0 u_0$ (отношение поперечного потока горючего j_w к продольному потоку воздуха $\rho_0 u_0$, содержащего окислитель).

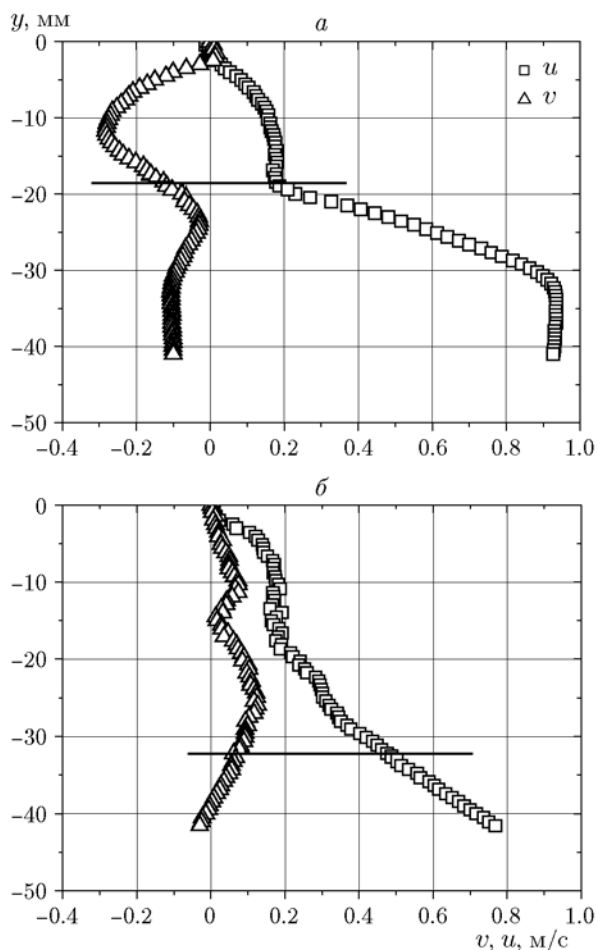


Рис. 6. Профили продольной и поперечной компонент скорости пламени с гладкой поверхностью (а, скорость воздуха 0.8 м/с) и ячеистого пламени (б, 0.6 м/с), $x = 120$ мм

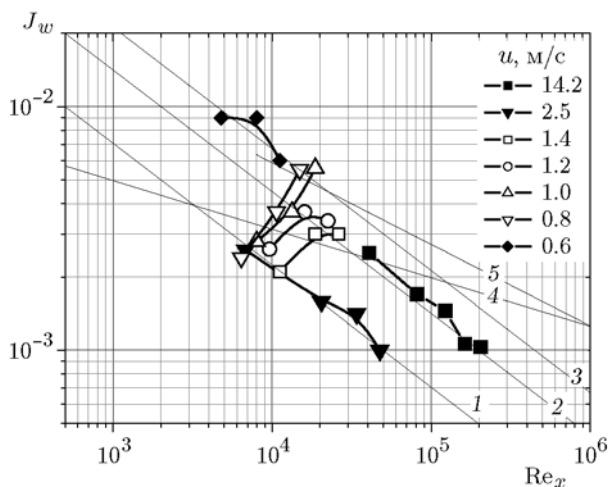


Рис. 7. Относительные потоки этанола в пламени с крупномасштабными структурами: с гладкой поверхностью (темные треугольники), с продольными вихрями (темные квадраты, массообмен вырос в два раза) и с ячейками (темные ромбы, массообмен вырос в три раза) (светлые символы — промежуточные значения u)

Измерения проведены при пошаговом приближении к скорости образования ячеек: 1.4, 1.2, 1, 0.8 м/с (светлые символы, данные для первой пористой пластины не показаны). На рисунке представлены также результаты работы [19] по горению этанола «на потолке» с гладкой, неподвижной поверхностью пламени (темные треугольники) и отмечены ситуации с продольными крупномасштабными вихрями (темные квадраты). Видно, что наибольший относительный поток достигается при 0.6 м/с, когда процессам переноса способствуют грибовидные структуры при $Re < 10\,000$.

Из рис. 7 следует связь между крупномасштабными структурами и скоростью выгорания, которую они вызывают. Минимальная скорость выгорания соответствует ламинарному массопереносу ($J_w = \psi 0.332 Re^{-0.5} Sc^{-0.66} \Delta C_w$, линия 1, $\psi = 1$, $\Delta C_w = C_w - C_0$, Sc — число Шмидта) при горении с гладкой поверхностью фронта пламени (2.5 м/с, темные треугольники). С увеличением скорости (14.2 м/с, темные квадраты), когда образуются продольные вихревые структуры, массоперенос возрастает практически вдвое, $\psi = 2$. Здесь линией 2 показано обобщение [21] результатов опытов по массопереносу в пограничных слоях с вихрями Тейлора — Гёртлера. В диффузионном пламени с ячейками (кружки) скорость выгорания втрое превышает ее значение в ламинарном слое ($\psi = 3$, линия 3) и достигает уровня, как в области присоединения потока за преградой (линия 5, $J_w = 0.104 Re^{-0.335} \Delta C_w$ — зависимость для массопереноса, полученная из обобщения [22] опытов по теплообмену в области присоединения). Линия 4 соответствует турбулентному массопереносу $J_w = 0.029 Re^{-0.2} Sc^{-0.6} \Delta C_w$, который не был достигнут в опытах с испарением и горением этанола за преградами, в том числе при повышенной турбулентности воздуха.

ОБСУЖДЕНИЕ

Методом PIV получено распределение векторов скорости в срединной плоскости канала в нестационарном пограничном слое с химическими реакциями, с тепловым расширением, сажеобразованием и крупномасштабными газодинамическими структурами. Измерения температуры и потоков вещества на стенке дополнили картину течения. Таким образом,

были получены первичные данные о компонентах скорости, тепло- и массообмене, позволяющие на качественном уровне судить о характере течения и процессах переноса в стратифицированном газовом потоке, когда проявляется неустойчивость Рэлея — Тейлора.

Определены условия формирования ячеек в диффузионном пламени этанола в самоподдерживающемся режиме горения. Если скорость воздуха снижается до 0.6 м/с, поверхность пламени искривляется, образуя систему ячеек,двигающихся вдоль стенки. Этот режим оказался предельным, так как при увеличении скорости воздуха выше 0.7 м/с и снижении не менее чем до 0.5 м/с ячейки исчезают. Переход от гладкой к ячеистой поверхности пламени, по-видимому, отражает перестройку механизмов переноса и сопровождается изменением направления осредненной поперечной скорости (см. рис. 6). Используя число Грасгофа $Gr = (g\beta\Delta T x^3)/\nu^2$ (где g — ускорение свободного падения, ν — коэффициент кинематической вязкости, x — определяющий характерный размер поверхности теплообмена) и число Рейнольдса, ограничиваясь только исследованиями настоящей работы, нельзя определить общие условия образования ячеистых структур «на потолке». Критерий Ричардсона [23] $Ri = \Delta\rho g\delta/(\rho\nu^2)$, где δ — толщина нагретого слоя газа, отражает баланс сил плавучести и скоростного напора со стороны воздушного потока. Возможно, число $Ri \approx 1$ уместно применить в рассматриваемом случае горения «на потолке» в качестве условия, когда порции продуктов сгорания могут продвигаться к стенке с образованием ячеек.

Режим горения и тепло- и массообмена (жидкость «на потолке», смешанная конвекция) отличается от условий, в которых проводились известные эксперименты с горением и без горения, поэтому сравнение с их выводами вызывает затруднения. Предложен вариант сопоставления измеренных потоков вещества со степенными законами тепло- и массообмена, в том числе в ламинарном потоке, в переходном режиме с продольными структурами, в турбулентном пограничном слое и в области присоединения за преградами без горения. Получена степень интенсификации массообмена в случае образования ячеистого пламени. Установлено, что характер течения в области между максимумом температуры и стенкой определяется грибовидными структурами. В работах [13,

14] рассматривался вдвух горючего газа в воздух сверху вниз сквозь пористый горизонтальный диск. В случаях, когда в их опытах отмечалось появление «двумерных» вихрей, грибовидные структуры можно считать их трехмерным аналогом, при переходе к которому (см. рис. 7) массоперенос увеличивался практически в три раза по сравнению горением на гладкой поверхности пламени.

ВЫВОДЫ

1. При горении этанола «на потолке» за обратным уступом ячеистое горение существует в узком диапазоне скорости воздуха $0.6 \div 0.65$ м/с, который слабо зависит от преграды высотой $0 \div 7$ мм.

2. Между пламенем и поверхностью горючего происходит чередование восходящего и нисходящего движения газа в виде грибовидных структур. Осредненная поперечная скорость в этой области близка к нулю, в отличие от горения с гладкой поверхностью пламени.

3. Относительные потоки испаряющегося этанола при горении с ячеистым пламенем практически в три раза превышают относительную скорость выгорания в ламинарном пограничном слое с гладким фронтом пламени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альбом течений жидкости и газа: пер. с англ. / сост. М. Ван-Дайк. — М.: Мир, 1986.
2. Иногамов Н. А., Демьянов А. Ю., Сон Э. Е. Гидродинамика перемешивания. — М.: Изд-во МФТИ, 1999.
3. Петухов Б. С., Поляков А. Ф. Теплообмен при смешанной турбулентной конвекции. — М.: Наука, 1986.
4. Чжэнь, Спэрроу, Мукоглу. Смешанная конвекция в пограничном слое на горизонтальной пластине // Теплопередача. Сер. С. — 1977. — Т. 99, № 1. — С. 70–76.
5. Мори Я. Влияние свободной конвекции на вынужденное ламинарное конвективное течение над горизонтальной плоской пластиной // Теплопередача. Сер. С. — 1961. — Т. 83, № 4. — С. 111–115.
6. Lim Ch.-K., Chung B.-J. Natural convection experiments on the upward and downward faces of inclined plates using an electroplating system // Heat Mass Transfer. — 2015. — V. 51. — P. 713–722.
7. Zhang Y., Bustamante M. J., Gollner M. J., Sunderland P. B., Quintiere J. G. Burning on flat wicks at various orientations // J. Fire Sci. — 2014. — V. 32, N 1. — P. 52–71.
8. De Ris J., Orloff L. The role of buoyancy direction and radiation in turbulent diffusion flames on surfaces // 15th Symp. (Intern.) on Combustion, 1974. — P. 175–182.
9. Blackshear P. L., Kanury M. A. Some effects of size, orientation and fuel molecular weight on the burning of the fuel-soaked wicks // 11th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1967. — 545–552.
10. Gollner M. J., Huang X., Rangwala A. S., Williams F. A. Effects of inclination on upward flame spread // 2011 Fall Technical Meeting of the Western States Section of Combustion Institute, October 16–18, 2011.
11. Wooldridge C. E., Muzzy R. J. Measurements in the turbulent boundary layer with porous wall injection and combustion // Tenth Symp. (Intern.) on Combustion. — 1965. — P. 1351–1362.
12. Джонс, Изааксон, Врик. Турбулентный пограничный слой при наличии подвода массы, горения и градиента давления // Ракет. техника и космонавтика. — 1971. — Т. 9, № 9. — С. 122–129.
13. Orloff L., De Ris J. Modeling of ceiling fires // 13th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1971. — P. 979–990.
14. Orloff L., De Ris J. Cellular and turbulent ceiling fires // Combust. Flame. — 1972. — V. 18. — P. 389–401.
15. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах. — М.: Мир, 1968.
16. Abdrakhmanov R. Kh., Boyarshinov B. F., Fedorov S. Yu. Investigation of the local parameters of a cellular propane/butane/air flame // Intern. J. Heat Mass Transfer. — 2017. — V. 109. — P. 1172–1180.
17. Ali S. M., Raghavan V., Rangwala A. S. Numerical analysis of flame heating on arbitrarily oriented condensed fuel surfaces // Fire Saf. J. — 2012. — V. 49. — P. 67–78.
18. Бояршинов Б. Ф. О границах переходного режима массообмена при горении этанола на горизонтальных стенках за ребром и за уступом // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 4. — С. 3–11.
19. Бояршинов Б. Ф. Влияние препятствия на структуру течения и массообмен в пограничном слое с горением этанола на горизонтальной поверхности // Теплофизика и аэромеханика. — 2013. — Т. 20, № 6. — С. 713–722.
20. Бояршинов Б. Ф., Федоров С. Ю. Измерение методом ЛИФ температуры и концентрации радикала ОН при горении водорода и этанола // Физика горения и взрыва. — 2004. — Т. 40, № 5. — С. 16–20.
21. Бояршинов Б. Ф. К анализу опытных данных по тепло- и массообмену в пограничном слое // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 2. — С. 73–81.

-
22. **Ota T., Nishiyama H.** A correlation of maximum turbulent heat transfer coefficient in reattachment flow region // Intern. J. Heat Mass Transfer. — 1987. — V. 30, N 6. — P. 1193–1199.
23. **Kapoor K., Jaluria Y.** Flow and heat transfer due to a buoyant ceiling jet turning downward at a corner // J. Heat Transfer. — 1996. — V. 118. — P. 38–46.

Поступила в редакцию 30/III 2017 г.
