

УДК 536.46

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛО- И МАССООБМЕН ВБЛИЗИ ПЕРЕДНЕЙ КРОМКИ ПЛАМЕНИ ЭТАНОЛА, ИСПАРЯЮЩЕГОСЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ЗА РЕБРОМ И ЗА УСТУПОМ

Б. Ф. Бояршинов

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

С целью изучения механизмов стабилизации горения проведено сопоставление параметров газа вблизи передней кромки пламени за ребром и за уступом в пограничном слое с испарением и горением этанола. Показано, что при скорости воздушного потока ≈ 11 м/с за уступом формируется присоединенное пламя, а интенсивность испарения этанола ниже, чем за ребром с отсоединенным пламенем. На передней кромке пламени за преградами локализована зона, где расположен максимум тепловыделения при температуре воспламенения смеси, а статическое и динамическое давления равны между собой. Показано, что в условиях движения газа с горением и отрывом за ребром максимальный вклад турбулентного переноса импульса достигает $\approx 30 \div 40$ % от осредненного конвективного, а доля молекулярного переноса составляет $2 \div 3$ %.

Ключевые слова: стабилизация пламени, за ребром, за обратным уступом, перенос тепла, импульса, турбулентность, скорость тепловыделения, тепловое расширение.

DOI 10.15372/FGV2024.9479
EDN TMLLFG

ВВЕДЕНИЕ

Знание условий устойчивого горения перемешанных и неперемешанных реагентов необходимо при создании элементов энергетического оборудования и связано с проблемой распространения пламени, с переходом от горения смеси к диффузионному реагированию. Пламя над поверхностью жидкого горючего, или пламя Эммонса [1], — это классический пример задачи подобного рода. В работе [2] показано, что с увеличением скорости воздуха фронт пламени смещается вдоль поверхности и фиксируется в новом положении. В работе [3] приведена модель структуры зоны горения вблизи передней кромки пламени, где топливо газифицируется, пары смешиваются с воздухом и воспламеняются с формированием тройного пламени, образуя ниже по потоку протяженный фронт диффузионного горения. От передней кромки в сторону окислителя направлена ветвь с горением бедной смеси, а в сторону горючего — ветвь с горением богатой смеси. Тройное пламя распространяется против воздушного потока, а его стабилизация, по мнению авторов, зависит от динамического равновесия между локальной скоростью газа и скоростью распространения пламени (в случае горения углеводородов нормальная скорость распространения ограничена уровнем $\approx 0.3 \div 0.5$ м/с). Отмечено, что существование поперечного градиента скорости у передней кромки тройного пламени способствует распространению горения против движения воздуха.

В энергетическом оборудовании, где скорость газа значительно превосходит нормальную скорость пламени, для стабилизации горения неперемешанных реагентов используют устройства, формирующие область с интенсивным тепловыделением вблизи передней

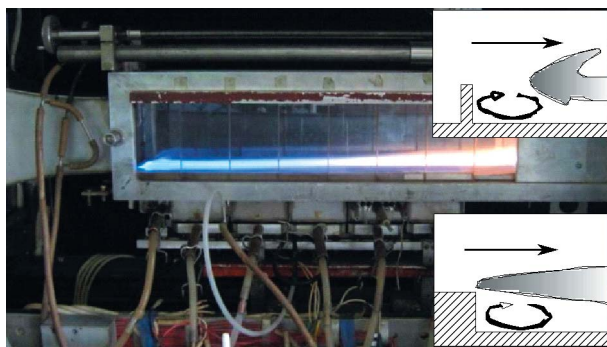


Рис. 1. Рабочий участок аэродинамической трубы в опытах с горением за преградами:

на врезке сверху — тройное пламя за ребром, внизу — присоединенное пламя за обратным уступом; воздушный поток слева направо

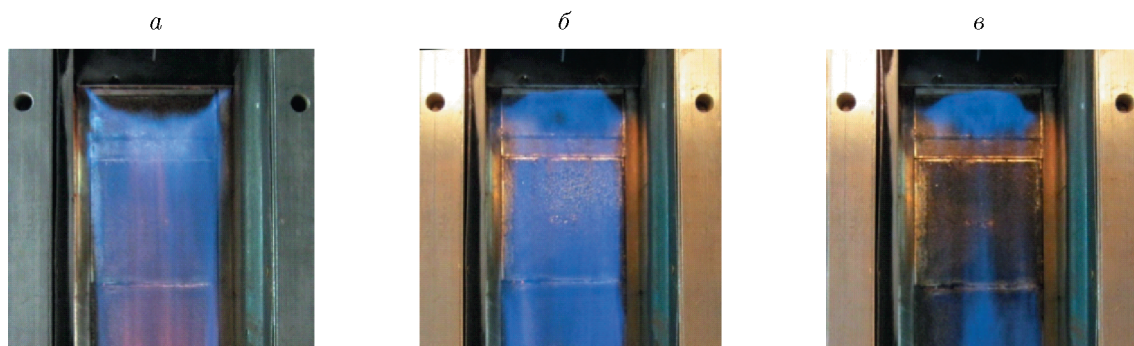


Рис. 2. Горение испаряющегося этанола в пограничном слое за ребром (а) и за уступом (б, в). Вид сверху

кромки пламени. В их числе пилотное (дежурное) пламя, ребра и уступы, за которыми в результате газодинамического перемешивания окислителя и паров горючего происходят образование смеси, ее воспламенение и горение. В работе [4] показано, что два способа стабилизации пламени (ребром и обратным уступом) вдали от преграды сходны между собой по характеру тепло- и массообмена между газообразными продуктами сгорания и поверхностью жидкости. При горении в пограничном слое турбулентный массообмен становится переходным и остается таковым вплоть до срыва пламени. В переходном режиме течения за преградами образуются крупномасштабные газодинамические структуры, а интенсивность массопереноса возрастает в 2–3 раза по сравнению с известными закономерностями в ламинарном пограничном слое [5]. Настоящая работа является продолжением исследований горения жидкого топлива за преградами [6, 7].

Скорость срыва пламени за ребром и за уступом различна. Диапазон скоростей, при которых существует горение в пограничном слое за ребром, значительно шире, чем за уступом. Если характер процессов переноса вдали от преград одинаков, то в устойчивости горения имеются отличия, что может быть связано с особенностями структуры пламени и процессов переноса вблизи передней кромки, которая определяющим образом влияет на причины срыва пламени.

Систематические экспериментальные исследования структуры пограничного слоя с горением вблизи поверхности жидкого этанола, который испарялся с поверхности пористых пластин, проводились в аэродинамической трубе с прямоугольной камерой сгорания сечением 100×100 мм (рис. 1). Верхняя стенка отсутствовала, чтобы исключить влияние продольного градиента давления на работу стабилизаторов, устанавливаемых в началь-

ном сечении камеры сгорания. Боковые стенки канала прозрачные, выполнены из набора кварцевых пластин.

Было показано, что за ребром передняя кромка пламени смещена в область присоединения газового потока. На рис. 2 представлен вид сверху на пламя испаряющегося этанола в горизонтальном пограничном слое за ребром и за обратным уступом. Скорость воздушного потока, который на рисунках направлен сверху вниз, составляет $U_0 = 10$ м/с при степени турбулентности на входе в канал $Tu_0 = 1$ %. Высота ребра и уступа одинакова: $h = 3$ мм. Видно, что в случае горения за ребром (рис. 2,а) передняя кромка пламени отсоединена от преграды на $15 \div 20$ мм.

Применительно к пограничному слою концепция тройного пламени при горении за преградами подтверждается в опытах [7]. На виде сбоку замечено свечение в ультрафиолетовой и видимой областях спектра, подобное тому, что возникает на начальном участке «бедной» ветви тройного пламени. За уступом (рис. 2,б) передняя кромка пламени присоединена к преграде. На рис. 2,в представлена ситуация, характерная для горения за уступом при скорости воздушного потока, приближающейся к срыву пламени, — $U_0 = 20$ м/с. Видно, что пламя разрывается на расстоянии $15 \div 20$ мм от уступа, а на удалении от преграды возникает вторая область горения. В месте разрыва по мере охлаждения испаряющейся поверхности жидкого этанола концентрация горючего падает, и пламя вдали от преграды исчезает, а горение сохраняется только непосредственно за уступом. При снижении скорости воздуха горение вновь восстанавливается по всей длине пограничного слоя. Это своеобразный «обратимый срыв» [4], при котором оставшийся участок с горением за уступом играет роль пилотного пламени. Подобная картина срыва отмечается и в случае горения за ребром, но при более низкой скорости воздушного потока $U_0 \approx 5 \div 7$ м/с и преодолевается быстрым увеличением скорости воздуха.

В работе [8], где рассматривалось горение струи пропановоздушной смеси, было показано, что устойчивость пламени определяется соотношением между скоростным напором и статическим давлением, обусловленным тепловым расширением реагирующего газа. Передняя кромка пламени стабилизируется там, где статическое давление достигает максимума, но не превышает скоростной напор. Разбалансированность этих параметров, связанных с тепловыделением при горении, может привести либо к смещению кромки пламени против потока, либо к срыву горения. Для пограничного слоя подобный анализ не проводился.

Влияние статического давления на газодинамические характеристики пограничного слоя отмечалось в работе [9]. По результатам экспериментальных исследований рассчитывались распределение давления и тепловыделение в двумерном ламинарном пограничном слое со вдувом пропана или метана сквозь нижнюю пористую стенку. При скорости воздушного потока $U_0 \approx 0.65$ м/с стабилизировать переднюю кромку пламени не требовалось. Было показано, что над плоской пластиной давление нельзя считать равномерным, если в нем устанавливается диффузионное пламя и существенно меняется аэродинамическая структура ламинарного пограничного слоя.

Здесь предлагается дополнить известную базу данных [6] по структуре пламени за преградами осредненными профилями температуры, профилями корреляций пульсаций компонентов вектора скорости и потоков испаряющегося этанола за обратным уступом. Цель работы — провести сравнительный анализ экспериментальных данных, полученных вблизи передней кромки пламени за ребром [7], и аналогичных данных для уступа — двух различных стабилизаторов горения в турбулентном пограничном слое, а также, оперируя результатами исследования полей статического давления и тепловыделения, для ребра и уступа выявить возможные причины различия их способности стабилизировать горение в пограничном слое.

1. ИСХОДНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные данные по скорости газа за обратным уступом высотой $h = 3$ мм получены панорамным методом PIV (Particle Image Velocimeter), аппаратура подробно описана в работе [7]. Воздушный поток засеивался частицами кварцевого порошка диаметром порядка 1 мкм, а нижняя поверхность камеры сгорания была образована кюветами размером 80×80 мм с периодически возобновляемой засыпкой из песка с размерами частиц $0.63 \div 1$ мм. Засыпка пропитывалась этанолом, который испарялся с ее поверхности и сгорал в воздухе при скорости $U_0 \approx 11.5$ м/с. Использовался лазер Nd: YAG с двойным импульсным излучением при длине волны 532 нм. Время между импульсами 23 мкс оставалось неизменным в опытах как с ребром, так и с уступом. Энергия импульса не превышала 40 мДж, частота повторений 1 Гц. В поле зрения ТВ-камеры была срединная вертикальная плоскость канала размером 80×20 мм.

В опытах по исследованию тепло- и массообмена использовались металлические пористые пластины размерами (в плане) 80×80 мм, а непосредственно за преградами устанавливалась укороченная пористая пластина 80×40 мм для улучшения пространственного разрешения при измерении скорости испарения этанола. Хромель-алюмелевые термопа-

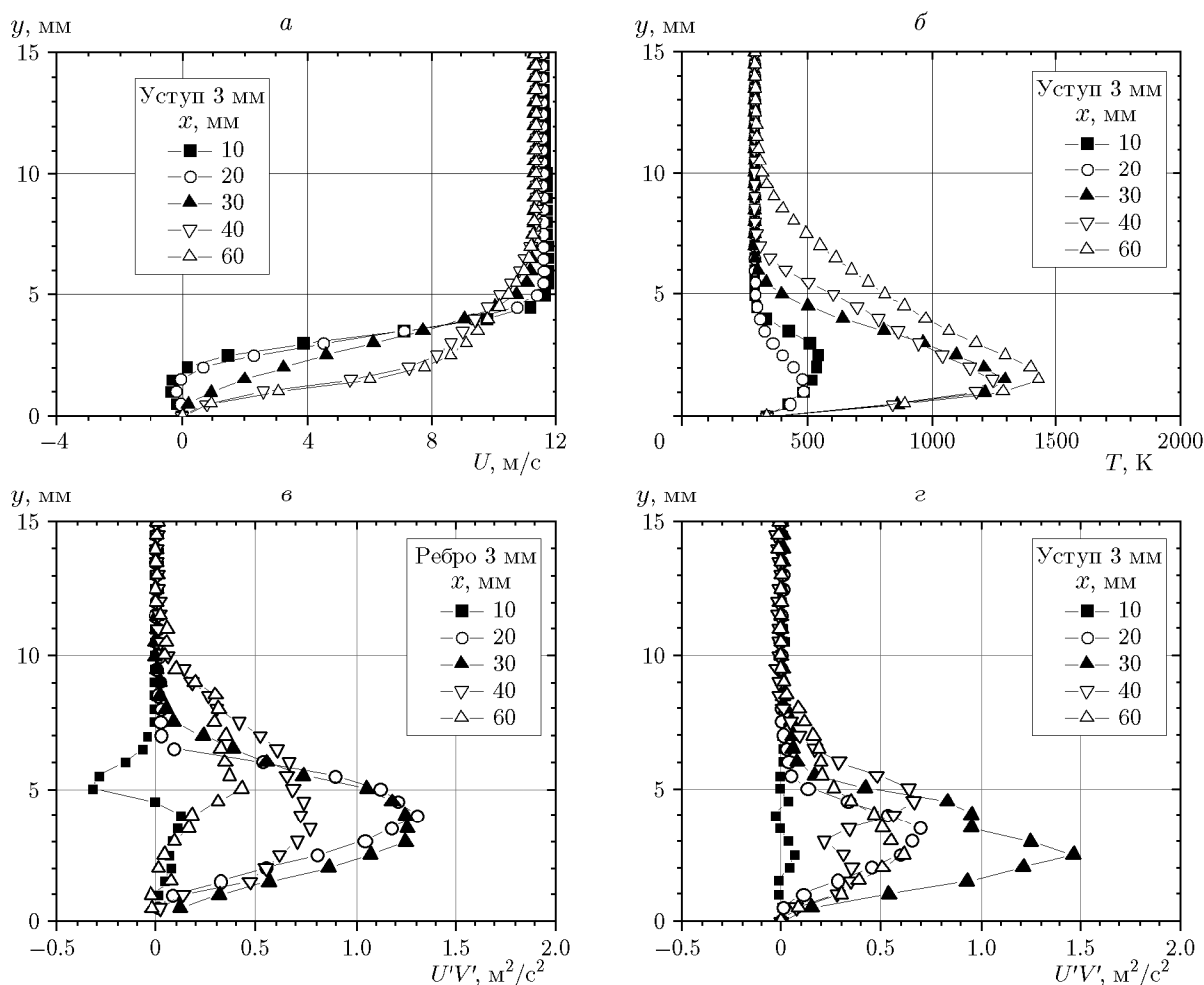


Рис. 3. Исходные данные. Профили продольной осредненной скорости и температуры вблизи передней кромки пламени этанола за уступом (а, б) и осредненные корреляции пульсаций скорости за ребром (в) и за уступом (г)

ры, уложенные на поверхности пластин, контролировали температуру стенки, распределение локальной температуры в газовом потоке регистрировалось с помощью платино-платинородиевой термопары из проволоки диаметром 50 мкм с поправкой на излучение зонда (погрешность измерения температуры $\approx 5\%$).

При анализе структуры течения за преградами использовались данные по продольной осредненной скорости и температуре в случае с горением за ребром из статьи [7], дополненные соответствующими профилями для уступа (рис. 3, а, б), полученными в настоящей работе в опытах с горением в тех же самых условиях. На рис. 3, в, г показаны профили корреляции пульсаций компонентов вектора скорости при горении за ребром и за уступом. Здесь x — расстояние от преграды по горизонтали, y — удаление от стенки по вертикали.

В качественном отношении профили скорости и температуры для уступа и для ребра близки между собой. Продольная скорость U у стенки (рис. 3, а) в сечениях $x = 10$ и 20 мм направлена навстречу набегающему потоку. В случае горения за уступом поперечные градиенты скорости и температуры заметно увеличены по сравнению с горением за ребром [7]. Корреляции (ϵ) и (g), которые используются для оценки турбулентных напряжений, отличаются тем, что в случае горения за уступом (g) профили не меняют знак при изменении расстояния от стенки.

Очевидно, что на основании этих замечаний нельзя установить причину отличия скорости срыва пламени за преградами, если дополнительно не привлекать результаты обработки опытных данных для оценки косвенно определяемых параметров, характеризующих тепловыделение и динамику теплового расширения.

2. МЕТОД ОБРАБОТКИ И АНАЛИЗ ОПЫТНЫХ ДАННЫХ

В настоящей работе применен известный балансовый метод обработки экспериментальных данных с использованием конечных разностей в уравнениях: переноса количества движения в поперечном направлении

$$\frac{\partial \rho V^2}{\partial y} + \frac{\partial (\rho V U)}{\partial x} = -\frac{\partial \Delta P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial V}{\partial y} + \tau \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial V}{\partial x} + \tau \right), \quad (1)$$

переноса импульсов для продольного направления

$$\frac{\partial \rho U^2}{\partial x} + \frac{\partial (\rho V U)}{\partial y} = -\frac{\partial \Delta P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial y} + \tau \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial U}{\partial x} + \tau \right), \quad (2)$$

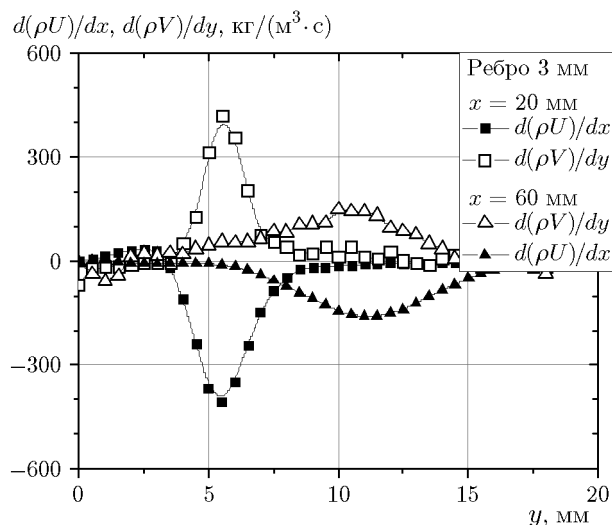
переноса энергии

$$W(x, y) = \left\{ \frac{\partial (\rho U C_p T)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho V C_p T)}{\partial y} \right\} - \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) \right], \quad (3)$$

в которых при отсутствии данных по составу газов применялись теплофизические свойства азота. Здесь C_p (Дж/(кг·К)) — теплоемкость, μ (кг/(м·с)) — динамическая вязкость, λ (Вт/(м·К)) — теплопроводность. Плотность ρ (кг/м³) рассчитывалась из уравнения состояния. Турбулентные напряжения τ (Па) определялись с использованием осредненных корреляций пульсаций продольной U' (м/с) и поперечной V' (м/с) компонент скорости:

$$\tau = -\rho \overline{U'V'}.$$

В расчетах использовались двумерные сетки размером $\Delta x \times \Delta y = (10 \div 80) \times (0 \div 18)$ мм с шагом 0.2 мм. В каждом узле сетки из экспериментов были известны теплофизические свойства газа, температура и компоненты вектора скорости, полученные из профилей, сглаженных В-сплайном.



Для проверки качества опытных данных, установленных для многопараметрических реагирующих газовых потоков за преградами, использовано уравнение неразрывности

$$\frac{\partial(\rho V)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho U)}{\partial x} = 0. \quad (4)$$

При анализе структуры течения за ребром рассматривались опытные данные для обоих компонентов скорости. На рис. 4 показано сопоставление слагаемых, входящих в (4), рассчитанных с использованием первичных данных, относящихся к U , V и температуре T . Результаты измерений, представленные квадратами, получены вблизи преграды на удалении $x = 20$ мм в окрестности передней кромки пламени. Данные, отмеченные треугольниками, получены на удалении $x = 60$ мм, т. е. внутри пограничного слоя с горением неперемешанных реагентов. Видно, что при использовании в (4) результатов измерений поперечной скорости расхождение слагаемых не превышает $\approx 15 \div 20$ % для опытов с горением за ребром.

Таким образом, система уравнений (1)–(4) использовалась в работе для расчетов и для контроля качества опытных данных, а дальнейший анализ основан на сопоставлении взаимного расположения изолиний (изотерм, линий тока, изобар скоростного напора, изолиний скорости тепловыделения).

3. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

На передней кромке пламени за преградой возможно проявление особенностей, несвойственных традиционным ситуациям с горением газов в пограничном слое. По данным [7] даже при малых числах Рейнольдса $Re = xU_0/\nu$ имеют место значительные турбулентные пульсации скорости. Кроме того, возможно локальное возрастание градиентов давления в продольном и поперечном направлениях, когда приближение Прандтля [10] о малости поперечного градиента давления оказывается неприменимым.

Механизмы переноса в пограничном слое с отрывом и горением за ребром и за обратным уступом имеют свои особенности. На рис. 5 показаны профили слагаемых уравнения (2) для уступа (темные точки) и ребра (светлые) на удалении от преграды $x = 20$ мм. Квадратами представлена вся левая часть (2), характеризующая осредненный конвективный перенос импульса, треугольники — это сумма слагаемых правой части, содержащих турбулентные напряжения, которые описывают пульсационное движение (увеличена в пять раз). Вертикальной линией отмечено положение максимума температуры. Видно,

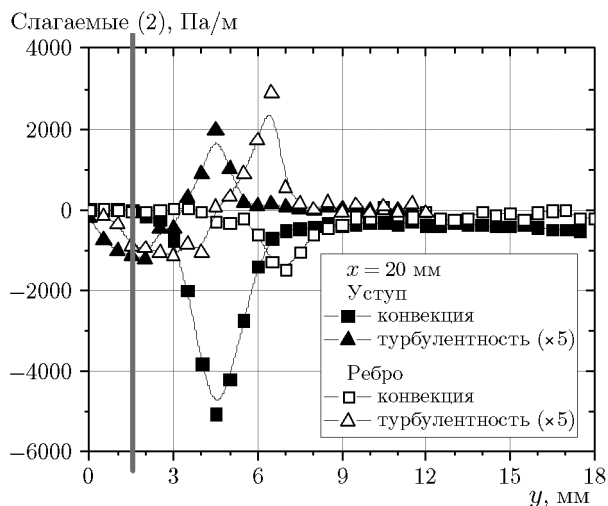


Рис. 5

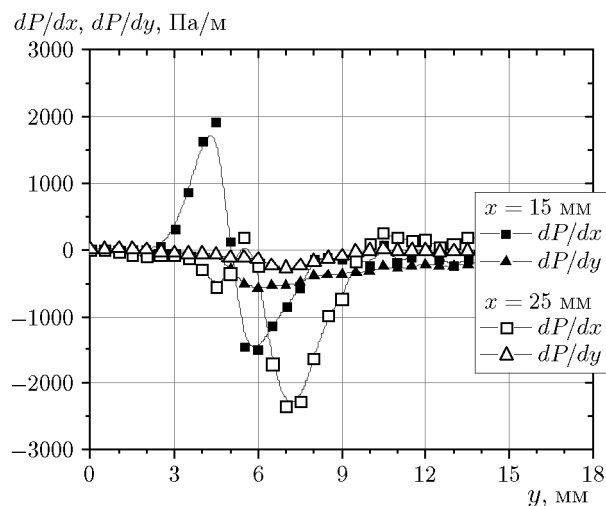


Рис. 6

Рис. 5. Соотношение слагаемых уравнения импульсов, характеризующих механизмы осредненного конвективного и турбулентного переноса в пламени

Рис. 6. Градиенты статического давления при горении в пограничном слое за ребром. Возрастание поперечного градиента (треугольники) вблизи преграды

что при горении за ребром максимум турбулентного переноса существенно возрастает, достигая $30 \div 40$ % от конвективного, что согласуется с данными [7]. Сумма слагаемых, содержащих вязкость в правой части уравнения (2) для ребра и для уступа, более чем на порядок ниже соответствующих левых частей (1) и (2).

На рис. 6 показано соотношение градиентов статического давления по опытным данным (см. рис. 3), когда для случая горения за ребром градиент $\frac{\partial \Delta P}{\partial y}$ определялся из (1), а градиент $\frac{\partial \Delta P}{\partial x}$ рассчитан из (2). Видно, что с приближением к преграде поперечный перепад давления $\frac{\partial \Delta P}{\partial y}$ возрастает и при $x = 15$ мм (темные треугольники) достигает 30 % от величины продольного градиента (темные квадраты). Такая же ситуация имеет место в отношении градиентов давления при горении за уступом. Таким образом, упрощение Прандтля, когда полагают $\frac{\partial \Delta P}{\partial y} \rightarrow 0$, в случае с передней кромкой реагирующего пограничного слоя может оказаться неприменимым. С удалением от передней кромки пламени (см. данные для $x = 25$ мм) градиент $\frac{\partial \Delta P}{\partial y}$ быстро уменьшается. Поэтому в первом приближении для ребра и для уступа статическое давление рассчитывалось только интегрированием уравнения (2) для продольного движения с граничным условием $\Delta P = 0$ при $x = 100$ мм.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

4.1. Статическое и динамическое давление

В общем случае распределение давления зависит от газодинамических особенностей течения и от тепловых эффектов при химическом реагировании. Профили изобар могут

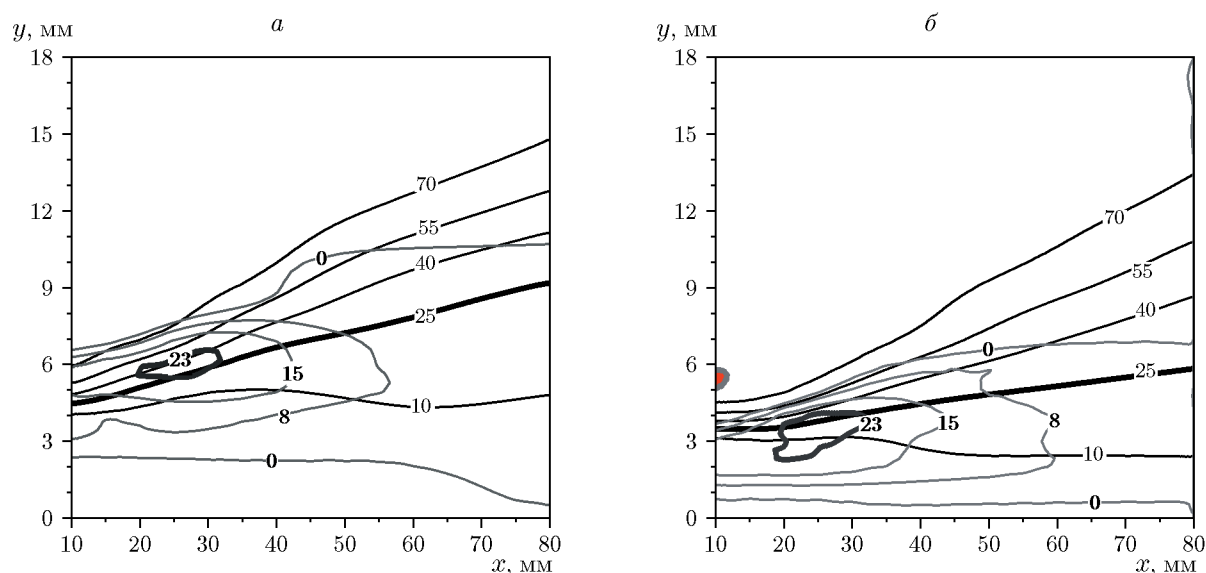


Рис. 7. Изобары (Па) статического давления (сплошные тонкие линии) и скоростного напора (сплошные толстые линии) при горении за ребром (*а*) и за обратным уступом (*б*)

указать начало теплового расширения продуктов сгорания. На рис. 7 показано распределение статического $\Delta P = P - P_{atm}$ давления (сплошные тонкие линии, Па), а также динамического давления $q = \rho U^2/2$ (сплошные толстые линии, Па), которое имеет значение при анализе условий срыва пламени [8] при испарении и горении этанола за ребром (*а*) и за обратным уступом (*б*).

Из рис. 7, *а* видно, что через ограниченную область максимального статического давления (здесь $\Delta P \approx 23$ Па) проходит изобара скоростного напора $q \approx 25$ Па приблизительно такого же уровня (выделена толстой линией). Таким образом, при горении в пограничном слое с отсоединенным пламенем (см. рис. 2, *а*) статическое и динамическое давления на передней кромке пламени близки друг другу, как и в случае [8] горения пропановоздушной смеси. Сближение уровней статического и динамического давления отмечается также для горения вблизи передней кромки присоединенного пламени за обратным уступом (рис. 7, *б*).

Далее рассматривается связь между распределением давления и тепловыделением вблизи передней кромки пламени, а также роль различных механизмов переноса (молекулярный или конвективный) при формировании ветвей тройного пламени.

4.2. Тепловыделение

Тепловыделение рассчитывалось из уравнения энергии (3) подстановкой в него опытных данных, подготовленных в виде таблиц, как указывалось выше. На рис. 8 показано взаимное расположение изотерм (сплошные толстые линии) и линий равной скорости тепловыделения (сплошные тонкие линии). Линии тока на рис. 8 (штриховые линии) соответствуют изолиниям функции тока φ , определенной по формуле

$$\varphi = \int_0^y \rho U dy.$$

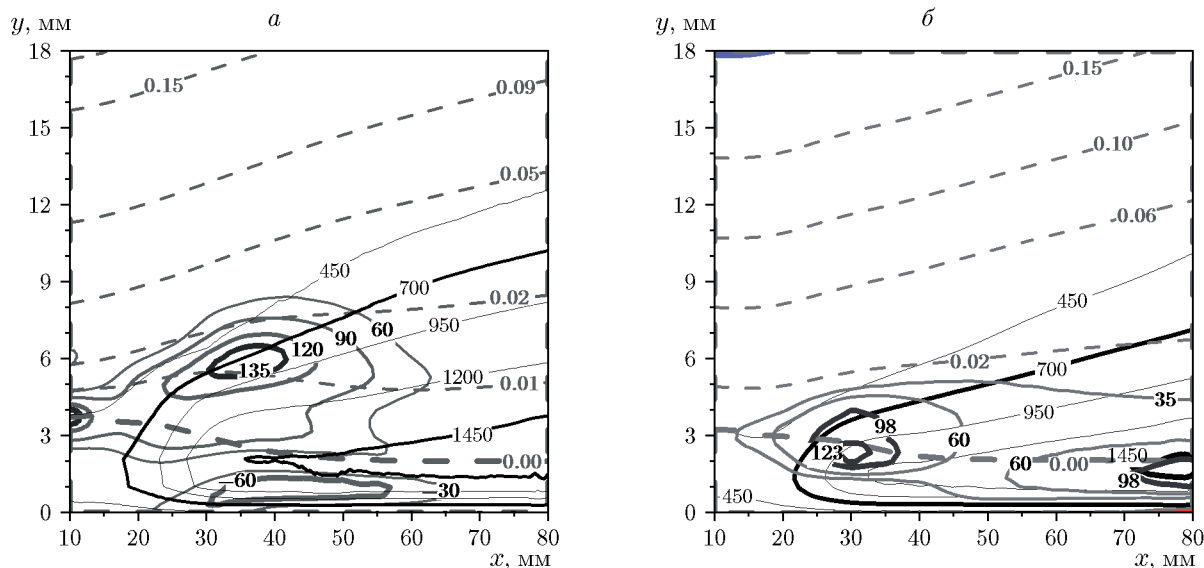


Рис. 8. Изолинии скорости тепловыделения (сплошные тонкие линии, МВт/м^3), изотермы (сплошные толстые линии) и линии тока (штриховые линии, $\text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с})$) за ребром (а) и за обратным уступом (б)

Видно, что максимальные скорости тепловыделения за ребром (рис. 8,а) и за обратным уступом (рис. 8,б) близки между собой (≈ 135 и $\approx 123 \text{ МВт/м}^3$). Координатам $x \approx 30 \text{ мм}$, $y \approx 6 \text{ мм}$ за ребром соответствует изотерма $T_c = 700 \text{ К}$ (выделена сплошной толстой линией), близкая к температуре самовоспламенения спирта в воздухе (по данным [11] $T_c = 677 \text{ К}$). За уступом (рис. 8,б) изотерма температуры самовоспламенения тоже проходит вблизи эпицентра тепловыделения ($x \approx 30 \text{ мм}$ и $y \approx 3 \text{ мм}$).

Опытные данные не включают в себя область $x < 10 \text{ мм}$, имеющую значение для анализа структуры присоединенного пламени. Если рассматривать движение вдоль линии тока, проходящей от кромки преграды на высоте $y \approx h \approx 3 \text{ мм}$ (толстая штриховая линия), видно изменение скорости тепловыделения по мере удаления от ребра и уступа. В первом случае выше этой линии теплота выделяется при химическом реагировании, ниже — теплота затрачивается на испарение горючего с интенсивностью около -60 МВт/м^3 . При переходе к диффузионному фронту пламени (условно обозначен изотермой $T = 1450 \text{ К}$) эта линия тока совпадает с максимумом температуры, в котором тепловыделения практически нет. На участке $5 > y > 1.5 \text{ мм}$ при $x = 30 \div 50 \text{ мм}$, где поперечная скорость $V \approx -0.5 \text{ м/с}$ направлена к стенке, тепловой поток, определяемый градиентом температуры в законе Фурье, направлен не от источника, а к источнику тепловыделения.

Во втором случае (за уступом, рис. 8,б) толщина области тепловыделения при $x = 60 \div 80 \text{ мм}$ возрастает до $4 \div 5 \text{ мм}$. В присоединенном пламени две области с разной интенсивностью тепловыделения (123 и 88 МВт/м^3) располагаются последовательно на одной и той же линии тока. Выделенная штрихом линия тока связывает зону горения смеси (при $x = 30 \text{ мм}$) с началом области диффузионного реагирования (условно отмечено изотермой 1450 К) вдали от уступа при $x = 70 \div 80 \text{ мм}$. Наличие области, где теплота затрачивается на испарение горючего, выражено слабее, чем в случае горения за ребром.

Из сравнения рис. 7 и 8 следует, что для ребра и для уступа область повышенного статического давления располагается перед максимумом тепловыделения в отличие от данных [8] по горению пропана в ячеистом пламени, где повышение давления происходило после тепловыделения.

Как показал анализ, скорость тепловыделения из (3) определяется слагаемыми в фигурных скобках правой части, отвечающими за конвективный перенос. Изолинии тепловыделения с разным уровнем интенсивности (рис. 8, а), вдали от ребра на высоте $y \approx 3$ и 6 мм имеют неоднородности, связанные с одними и теми же линиями тока (см. линии тока 0 и 0.01 кг/(м · с) для скорости тепловыделения 60 и 90 МВт/м³). Связь неоднородностей тепловыделения и газодинамических особенностей, обусловленных тепловым расширением газов, означает, что формирование «бедной» ветви тройного пламени вызвано конвективным движением газа при расширении продуктов сгорания за передней кромкой пламени.

4.3. Тепло- и массообмен

Чтобы получить количественные данные о тепло- и массообмене в пограничном слое с горением этанола, испаряющегося за ребром и за обратным уступом, проведены дополнительные опыты, в которых непосредственно за преградами использовалась пористая металлическая вставка, размер которой в направлении воздушного потока уменьшен с 80 до 40 мм. Вставка пропитана этанолом, расход которого измерялся так же, как и для остальных элементов нижней стенки камеры сгорания (см. рис. 1). Кроме того, были получены данные о массообмене в пограничном слое с увеличенной высотой обратного уступа: $h = 4$ мм, $U_0 = 10$ м/с, пламя присоединенное и для отсоединенного пламени при $h = 5$ мм при скорости воздуха 20 м/с (треугольники, см. рис. 9).

На рис. 9 темными точками представлены данные по величине потоков этанола j_w (кг/(м² · с)) в экспериментах с укороченной пористой вставкой за преградами. В отмеченных режимах горения установлено, что вблизи уступа ($Re \approx 13000$) интенсивность испарения этанола ниже, чем за ребром (светлые квадраты в опытах с ребром для широкого диапазона скорости воздуха $5 \div 68$ м/с). Здесь линии 1–4 соответствуют процессам, относящимся к различным преобладающим механизмам переноса, которые упрощенно описываются формулой $j_w/\rho_0 U_0 = \psi \cdot 0.332 \cdot Re^{-0.5} \cdot Sc^{-0.66} \cdot C_w$, где $\psi = 1, 2, 3$ — целочисленный множитель, а $C_w = 0.8$ — массовая доля паров этанола на поверхности жидкости. Линия 1 показывает закономерность наиболее медленного процесса — молекулярная диффузия в ламинарном пограничном слое, $\psi = 1$. Линия 2 при $\psi = 2$ соответствует переходному режиму течения с продольными вихрями Тейлора — Гёртлера, а при $\psi = 3$ — течению с крупномасштабными структурами, вызывающими интенсивный конвективный поперечный перенос вещества, например, при возникновении неустойчивости Рэлея — Тейлора. Линией 4 показана предельная зависимость $j_w/\rho_0 U_0 = 0.029 \cdot Re^{-0.2} \cdot Sc^{-0.6} \cdot C_w$ для

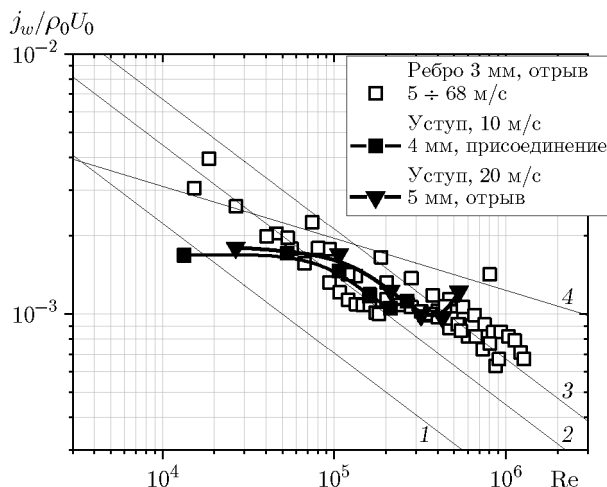


Рис. 9. Относительные потоки паров этанола при горении за ребром и за обратным уступом:
линии 1 и 4 — ламинарный и турбулентный режимы массопереноса, линии 2 и 4 — переходный режим

турбулентного массопереноса при горении. Число Шмидта $Sc = \nu/D$, число Рейнольдса $Re = xU_0/\nu$. Здесь ν — кинематическая вязкость, $\text{м}^2/\text{с}$; D — коэффициент диффузии, $\text{м}^2/\text{с}$.

Из рис. 9 следует, что уменьшение потока горючего к передней кромке пламени за обратным уступом из-за ухудшения условий смесеобразования может быть одной из причин снижения устойчивости горения в присоединенном пламени по сравнению с режимом отсоединения от преграды.

ВЫВОДЫ

Проведены параллельные исследования структуры течения и тепло- и массообмена в пограничном слое вблизи передней кромки пламени испаряющегося этанола, стабилизированного уступом и ребром одинаковой высоты $h = 3$ мм. Пламя за ребром — отсоединенное, горение устойчивое в широком диапазоне скорости воздушного потока. Пламя за уступом — присоединенное к преграде, скорость срыва втрое [5] ниже, отмечены проявления неустойчивости горения. Известные опытные данные, полученные в экспериментах с ребром, были дополнены аналогичными измерениями при горении за уступом, чтобы в ходе сравнительного анализа установить отличия, радикальным образом влияющие на устойчивость горения.

Воспроизведен один и тот же режим горения, использовалась одна и та же аппаратура и методика обработки результатов экспериментов с ребром и обратным уступом. Опытные данные по температуре были получены в термопарных измерениях, профили продольной и поперечной компонент вектора скорости измерены аппаратурой PIV. Расход горючего с поверхности секционированной пористой стенки определялся по изменению его объема в мерных сосудах. Обработка результатов проведена с применением метода балансов в уравнениях движения и энергии. В центре внимания были данные по распределению статического давления, обусловленного тепловым расширением продуктов сгорания, и данные по скорости тепловыделения, представленные в виде изолиний в пространстве от 10 до 80 мм от преграды по горизонтали и до 18 мм от стенки по вертикали. На основании предварительных оценок величины слагаемых в уравнениях переноса установлено, что в условиях движения газа с горением и отрывом за ребром вклад турбулентного переноса импульса достигает $30 \div 40$ % от осредненного конвективного, а молекулярный перенос не превышает $2 \div 3$ % от конвективного переноса импульса. Показано:

- 1) при горении этанола за ребром и за уступом вблизи передней кромки пламени существуют локальные области, в которых температура газа соответствует температуре воспламенения спиртовоздушной смеси, выполняется баланс скоростного напора и статического давления, обусловленного тепловым расширением газов, а скорость тепловыделения достигает максимума;

- 2) с приближением к ребру поперечный градиент давления возрастает и достигает 30 % от величины продольного градиента. Такая же ситуация имеет место в отношении градиентов давления при горении за уступом;

- 3) формирование ветвей тройного пламени за ребром вызвано конвективным движением газа при расширении продуктов сгорания за передней кромкой пламени. Для условий проведенных экспериментов тройная структура передней кромки пламени за уступом выражена слабее, чем за ребром;

- 4) в рассмотренных ситуациях горения за преградами получено, что вблизи уступа интенсивность испарения этанола ниже, чем за ребром. Уменьшение потока горючего к передней кромке пламени может быть причиной уменьшения скорости срыва присоединенного пламени по сравнению с режимом отсоединения пламени от преграды.

В пограничном слое с горением в потоке воздуха ≈ 11 м/с за обратным уступом присоединенный фронт пламени, по-видимому, ухудшает перемешивание реагентов, и поток

горючего со стенки снижается. Полученные данные имеют значение с точки зрения управления горением в энергетическом оборудовании и могут учитываться при проектировании конструкции горелочных устройств и выборе наиболее безопасных режимов их эксплуатации.

Автор весьма признателен своим коллегам С. Ю. Фёдорову и Р. Х. Абдрахманову за их творческий вклад в работу, имеющий решающее значение для подготовки материала.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

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

ЛИТЕРАТУРА

1. **Emmons H. W.** Fundamental problems of the free burning fires // Symp. (Int.) Combust. — 1965. — V. 10, N 1. — P. 951–964. — DOI: 10.1016/S0082-0784(65)80238-7.
2. **Ярин А. Л.** О срыве пламени горячей жидкости воздушным потоком // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 1. — С. 3–12.
3. **Li S., Yao Q., Law C. K., Liang W., Zhuo J.** Liftoff and blowout of the Emmons flame: Analysis of the triple flame // Combust. Flame. — 2020. — V. 215. — P. 184–192. — DOI: 10.1016/j.combustflame.2019.12.043.
4. **Бояршинов Б. Ф., Фёдоров С. Ю.** Тепло- и массоперенос и стабилизация горения в пограничном слое за ребром и за уступом // Физика горения и взрыва. — 2013. — Т. 49, № 5. — С. 3–7. — EDN: RBUESJ.
5. **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. 3–10. — DOI: 10.15372/FGV20150401. — EDN: UHCKWX.
6. **База данных по характеристикам турбулентного пограничного слоя с химическими и фазовыми превращениями.** — URL: <https://www.itp.nsc.ru/labs/flame/index.html>.
7. **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: 10.15372/FGV20160103. — EDN: VONYLN.
8. **Бояршинов Б. Ф., Фёдоров С. Ю.** Экспериментальное исследование переноса импульса в ячеистом пламени богатой и бедной смеси пропан/бутан/воздух // Теплофизика и аэромеханика. — 2020. — Т. 27, № 3. — С. 433–441. — EDN: LHDVXJ.
9. **Hirano T., Kanno Y.** Aerodynamic and thermal structures of the laminar boundary layer over a flat plate with a diffusion flame // Symp. (Int.) Combust. — 1973. — V. 14, N 1. — P. 391–398. — DOI: 10.1016/S0082-0784(73)80038-4.
10. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1974.
11. **Рабинович В. А., Хавин З. Я.** Краткий химический справочник. — М.: Химия, 1978.

Поступила в редакцию 24.04.2024.

После доработки 25.07.2024.

Принята к публикации 16.10.24.