

УДК [535.371+536.526].001.5

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЗМОВ ПЕРЕНОСА ТЕПЛА НА СТРУКТУРУ ЗОНЫ ГОРЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Б. Ф. Бояршинов, В. И. Титков, С. Ю. Фёдоров

*Лаборатория термохимической аэродинамики
Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия*

Введение. Для теории горения одним из источников информации о процессе является регистрация светящихся областей в пламени. Их расположение зависит от кинетики реагирования, от газодинамических и тепловых характеристик потока газов и связано с наличием радикалов или частиц сажи в зоне химических реакций. Эти подходы фактически основаны на визуализации горения, они просты и наглядны. Целый ряд важнейших характеристик процесса (скорость распространения пламени, полнота сгорания и т.д.) могут быть найдены, исходя из распределения радикалов.

Однако, достоверность таких подходов остаётся предметом дискуссий. Авторами работы [1] было показано, что ни один из радикалов таких, как OH, CH или C_2 , не подходит в качестве индикатора области тепловыделения. В работе [2], замечено, что регистрация OH не даёт однозначности в определении поверхности пламени из-за сравнительно медленной релаксации радикала. Гидроксил OH может рассматриваться, как индикатор области сгоревших газов [3], а радикал CH отмечает положение зоны реакции. Поэтому в работе [4] в качестве маркера зоны горения использовался CH. Расчёты диффузионного горения газовой смеси (14% C_2H_4 и 86% N_2) во встречной струе воздуха, выполненные с применением программы OPPDIF, дают хорошее совпадение положения максимумов радикалов HCO и CH между собой и с положением максимума температуры, а гидроксил OH смещён в сторону окислителя. В работе [5] показаны результаты подобных расчётов применительно к горению метана во встречной струе воздуха, которые свидетельствуют о смещении CH в сторону горючего, а радикала OH – в направлении окислителя, причём в распределении HCO присутствуют два максимума. Аналогичные данные получены в работе [6].

Существует точка зрения о том, что радикалами могут быть отмечены особенности в распределении газодинамических параметров. Радикалы могут служить маркерами областей с повышенным уровнем касательных напряжений в реагирующем газе. В работе [7] полагают, что OH сосредотачивается в окрестности главных направлений сжатия и растяжения контрольного объёма газа. Авторы [8], опираясь на расчёты с использованием модели крупных вихрей (LES), установили, что в узких областях максимальных температур, которые соответствуют зоне горения и области определения радикала CH, отмечается увеличенная скорость деформации. В своих экспериментах с горением частично перемешанной смеси метана с воздухом (25/75%) в затопленной струе они показали, что координаты максимумов температуры и концентрации OH практически совпадают.

Однако, механизмы протекания двух основных процессов (горение газовых смесей и диффузионное горение) отличаются между собой [9]. Для перемешанных смесей характерно наличие одного резкого максимума тепловыделения. В диффузионных пламенах отмечаются вторичные максимумы, относящиеся к стадиям реагирования, которые

проявляются на стороне окислителя. Имеют место области с отрицательным тепловыделением в области горючего. Установлено, что уровень концентрации ОН выше равновесных значений. Этот вывод получен в работе [10] при исследовании диффузионного горения струи водорода в воздухе. С использованием метода лазерно-индуцированной флуоресценции получены данные по абсолютным концентрациям гидроксила. Аналогичные измерения были проведены в пограничных слоях с горением этанола [11,12]. Было показано, что координаты максимумов ОН и температуры не совпадают между собой, в распределении радикала СН два максимума. Область определения СН находится там, где образуются промежуточные продукты реагирования - уксусный альдегид (C_2H_4O) и угарный газ (СО).

Из проведённого обзора нельзя сделать определённых выводов о структуре зоны горения в диффузионном пламени, о физических механизмах, определяющих координаты его характерных областей. В работе [13] координата «фронта» пламени определялась с учётом конвективного потока вещества (вдув горючего со стенки) как область, где достигается стехиометрическое соотношение между атомарными концентрациями О, Н, С. Очевидно, что структура зоны горения зависит от целого ряда факторов: от кинетики химического реагирования, от механизмов переноса (молекулярный, конвективный, в том числе, турбулентный). Поэтому для объяснения отмеченных особенностей в поведении радикалов ОН и СН следует привлечь опытные данные о самых различных параметрах зоны горения, а именно: о тепловых, о диффузионных и газодинамических.

Настоящая работа является продолжением исследований [11, 12]. Её цель – изучить причины образования сверхравновесных концентраций радикалов, на основании анализа опытных данных установить связь между взаимным расположением характерных областей пламени, исследовать влияние на эти области разных механизмов переноса, в том числе, турбулентного. Основной акцент в ней делается на сопоставление между собой местоположения областей с максимальной концентрацией радикалов, с максимальной температурой, а также с положением пространственных границ, в которых происходит химическое реагирование.

Аппаратура. Опыты с пограничным слоем над плоской стенкой проводились в аэродинамической трубе [14], рис.1а. Конфузор длиной $x_0 = 300$ мм (поджатие 1: 6,8) сопряжён с рабочим участком сечением 100×100 мм. Верхняя стенка канала отсутствовала, боковые стенки были прозрачными, а нижняя пористая поверхность образована пятью квадратными 80×80 мм поддонами, засыпанными стеклянными шариками диаметром $0,7 \pm 0,15$ мм. На входе в рабочую часть по всей ширине канала устанавливалось ребро высотой $h = 3$ мм. Степень турбулентности ($Tu_0 = 8\%, 18\%$) регулировалась количеством открытых отверстий в решётке; в опытах с сеткой в конфузоре $Tu_0 = 1\%$. В качестве рабочей жидкости применялся 96% этанол. Режим испарения соответствовал адиабатическому, когда теплота к поверхности жидкости подводится в основном конвекцией. Система подачи жидкости обеспечивала постоянство её уровня в засыпках их шариков, которые оставались влажными в ходе экспериментов. Скорость испарения этанола с каждой кюветы самоустанавливалась в соответствии с условиями конвективного массообмена. Температура набегающего потока воздуха $T_0 = 290$ К.

В настоящей работе опытные данные для случая горения в окрестности лобовой точки сферы диаметром 15 мм [11], рис.1б, рассматриваются, как своеобразное начало отсчёта, когда полностью исключено влияние газодинамических факторов (скорость потока воздуха, стабилизирующего пламя, составляла 0,7 м/с). Процедура обработки локаль-

ных данных одинакова для горения над горизонтальной плоскостью и в лобовой точке сферы.

Продольная компонента скорости в опытах с плоской стенкой измерялась лазерным доплеровским анемометром, особенности его применения описаны в [15]. Частицы кварца диаметром примерно 1 мкм вводились либо за сеткой (решёткой) в конфузоре, либо через щель в препятствии площадью 0,8 см². Использовалась оптическая система ЛАДО-2 [16] и источник излучения, (He-Ne)-лазер ЛГ-79-1 мощностью 15 мВт, которые размещались на платформе координатного устройства над рабочим участком. Рассеянное частицами излучение регистрировалось фотоумножителем. Сигнал, пропорциональный доплеровскому сдвигу частот, т.е. скорости частиц, выделялся с помощью процессора, представляющего собой следящий фильтр [17]. Аппаратура обеспечивала контроль за формой сигнала $U(t)$ и за количеством частиц, пролетающих через измерительный объем.

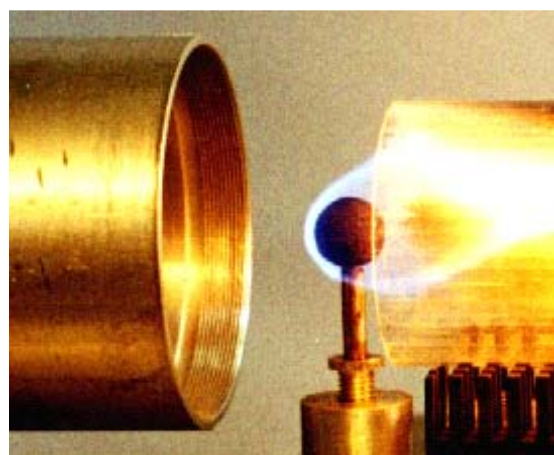
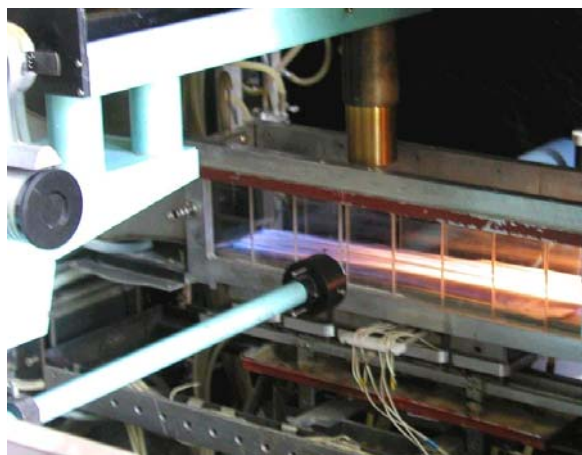


Рис.1. Пограничный слой с испарением и горением этанола. Слева в канале с плоскими стенками, справа в лобовой точке на поверхности сферы. Воздушный поток слева направо.

Температура в пограничном слое измерялась в срединной плоскости рабочего участка платина-платинородиевой термопарой, для которой вводилась поправка на погрешность, обусловленную излучением зонда. Проволока *Pl-PlRh* диаметром 50 мкм сварена встык и растянута между керамическими трубками параллельно плоскости засыпки (внешний диаметр трубок 0,5 мм, расстояние между ними 6 мм).

Для измерения концентрации радикалов был применен метод ЛИФ. Оптическая схема построена на базе лазерной системы ЛЖИ-501, энергия излучения Nd:YAG-лазера 100 мДж/имп. Насыщение сигнала достигалось использованием высокой плотности мощности и исключением не дающих насыщения краевых пространственных и временных областей лазерного излучения. Экспериментальная техника описана ранее в [11]. Для получения абсолютных концентраций проводилась калибровка сигнала в диффузионном пламени водорода [18] с известной концентрацией гидроксила. Измерения концентрации радикалов СН в опытах с пограничным слоем на плоской поверхности не проводились.

Для измерения состава газов использовался хроматограф ЦВЕТ-102. Модификация его газового тракта позволила за однократный ввод пробы регистрировать все семь основных веществ (CO_2 , $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, H_2O , CO , $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}$, O_2 и N_2). Тарировка хроматографа осуществлялась введением с помощью крана-дозатора заданного количества этих веществ с регистрацией пиков на хроматограммах. Более подробное описание процедуры измерений в [14,19].

Исходные данные и метод анализа. Скорость набегающего воздушного потока в опытах с пограничным слоем над плоской стенкой, рис. 1а, была равна $U_0=10$ м/с. При турбулентности $Tu=1\%$ использован полный набор локальных параметров в шести сечениях (40, 80, 120, 160, 200 и 240 мм), который также включает в себя результаты измерений концентраций $C(x,y)$ семи стабильных веществ (CO_2 , H_2O , $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}$, $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$, O_2 , N_2 , CO) в каждом из этих сечений. При степени турбулентности $Tu=8\%$ анализировались профили скорости и температуры на девяти продольных координатах (48, 75, 108, 140, 172, 205, 270, 335 и 400 мм), при $Tu=18\%$ - в семи сечениях (15, 75, 140, 205, 270, 335 и 400 мм).

Для определения границ области тепловыделения использовалось уравнение переноса энергии в виде [20]:

$$C_p \rho U \frac{\partial T}{\partial x} + C_p \rho V \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} (\rho C_p \overline{U'T'}) + W, \quad (1)$$

в котором тепловыделение Q включает в себя турбулентный перенос и источниковый член W , т.е. $Q \equiv -\frac{\partial}{\partial y} (\rho C_p \overline{U'T'}) + W$. Данные корреляционных измерений $\overline{U'T'}$ в настоящей работе отсутствуют. Поэтому тепловыделение определялось из (1) по результатам измерений температур $T(x,y)$, продольной компоненты скорости $U(x,y)$ и концентраций стабильных веществ $C_n(x,y)$, как сумма $Q = Q_c + Q_d$ конвективной Q_c и молекулярной составляющей $Q_d = -\partial / \partial y (\lambda \partial T / \partial y)$, т.е.

$$Q = C_p \rho U \frac{\partial T}{\partial x} + C_p \rho V \frac{\partial T}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (2)$$

Здесь поперечная компонента скорости V находилась из выражения $\rho V = -\partial \psi / \partial x$, в котором функция тока $\psi(x,y)$ вычисляется на основании измерений продольной скорости $U(x,y)$ и температуры с учётом изменения молекулярной массы M смеси:

$$\psi = \int_0^y (T_o M / T M_o) \rho_o U dy. \quad (3)$$

В набегающем воздушном потоке $M_0=29$, $T_0=290\text{K}$, $\rho_0=1,21$ кг/м³. По результатам измерений состава $C_n(x,y)$ газовой смеси рассчитывалось текущее значение молекулярной массы из соотношения $1/M = \sum_{n=1}^r C_n / M_n$, а теплофизические свойства (теплоёмкость -

C_p , теплопроводность - λ) найдены по формулам

$$C_p = \sum_{n=1}^r C_n \cdot C_{pn}, \quad \lambda = \sum_{n=1}^r r_n \cdot \lambda_n \cdot \left[1 + \frac{\sum r_p - (\sum r_p)^2}{3,5} \right], \quad (4)$$

где r_n – объёмная доля компонента (r_p – доли полярных компонентов – H_2O и CO_2).

Чтобы осуществить интегрирование и дифференцирование по (2) и (3), были проведены необходимые обобщения для получения зависимостей $M(y/y_f)$, $C_p(y/y_f)$ и $\lambda(y/y_f)$, где y_f – поперечная координата «фронта» пламени, т.е. области, в которой $T=T_{max}$. Опытные

данные по полям скорости и температуры были представлены в виде полиномов различных степеней – от второй до девятой. Применимость полиномов проверялась в каждом отдельном случае.

Обсуждение результатов

А). Пограничный слой в лобовой точке. В случае горения в окрестности лобовой точки на сфере, когда продольная и поперечная скорости U и V обращаются в ноль, абсолютные значения скорости тепловыделения рассчитывались в сферических координатах, $Q = -\left(\frac{\partial}{\partial r} \lambda \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{2\lambda}{r} \frac{\partial T}{\partial r}\right)$, результаты показаны на рис.2а в виде зависимости от $y = r-r_0$, где $r_0 = 7,5$ мм. Горизонтальными стрелками отмечено положение максимумов температуры, а также концентрации радикалов ОН и СН, полученные в работе [11]. Видно, что T_{max} находится в центре области тепловыделения $Q > 0$, которая окружена слоями, в которых происходит поглощение тепла $Q < 0$. По общему уровню тепловыделения (~ 500 МВт/м³) и по толщине зоны тепловыделения ($\sim 0,8$ мм – расстояние между точками, где $Q = 0$) полученные оценки согласуются с данными для горения метана [9] во встречных струях (300 МВт/м³ и 1,25 мм соответственно). В этой работе на фоне колоколообразной области тепловыделения в расчётах получен узкий ~ 0.2 мм «зубец» с тепловыделением более 600 МВт/м³, природа которого не вполне понятна). Полученные цифры значительно ниже данных, приведённых в работе [21], в которой для ламинарного диффузионного пламени углеводородов скорость тепловыделения ~ 6 ГВт/м³.

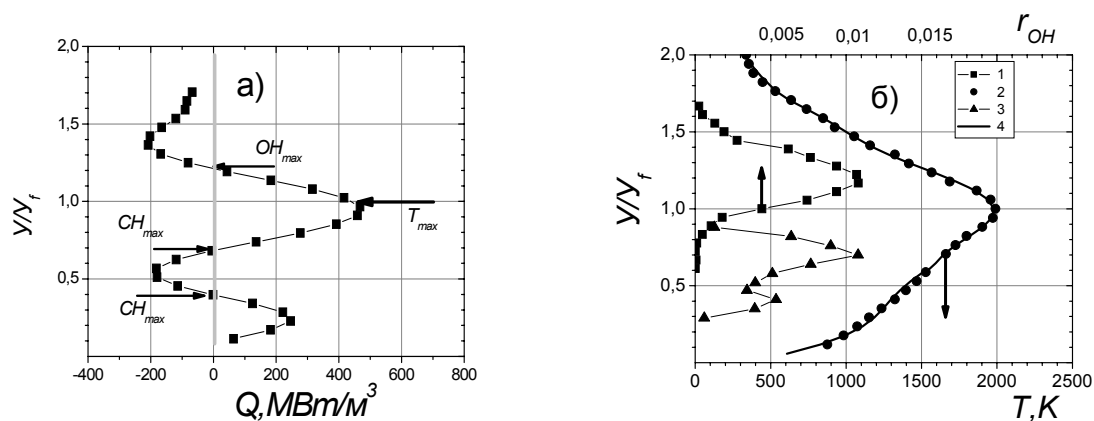


Рис.2. Параметры пограничного слоя при испарении и горении этанола в лобовой точке сферы. $y_f=1.78$ мм. Слева показана интенсивность тепловыделения, справа - распределение радикалов ОН - 1, СН - 3 и температуры - 2 по данным [11]. Данные для СН в относительных единицах, линия 4 – полином.

Из рисунка рис.2б следует, что слои с наибольшей концентрацией гидроксила ОН, а также радикалов СН, расположены на границах областей выделения и поглощения тепла, т.е. при переходе кривой тепловыделения, рис.2а, через ноль. В этих точках по данным рисунка рис.2б уровень температур превышает 1200К, и химическое взаимодействие возможно, если присутствуют реагенты. Однако, судя по данным [14,19], на границах тепловыделения при $y/y_f > 1$ отсутствует горючее, а в области $y/y_f < 1$ нет окислителя. Поэтому химического реагирования на границах области тепловыделения нет.

Б). Пограничный слой на плоской горизонтальной стенке. При наличии конвективного движения в пограничном слое (случай обтекания плоской пластины) потоки тепла, имеющие различную природу (диффузионные и конвективные) выделялись из общей суммы и рассматривались отдельно. Типичный профиль $Q(y)$ в сопоставлении с рас-

пределением $\text{ОН}(y)$ показан на рисунке 3. Здесь пример данных для продольной координаты $x = 80$ мм при степени турбулентности воздушного потока 1%, 8% и 18%. В области T_{max} градиенты температуры обращаются в ноль: $\partial T / \partial x = \partial T / \partial y = 0$, поэтому во «фронте» пламени тепловыделение обусловлено только молекулярными свойствами газа: $Q = Q_d = -\partial / \partial y (\lambda \partial T / \partial y)$ (см. формулу 2). Изменение молекулярной составляющей тепловыделения Q_d показано тёмными точками на рисунке 3а. Видно, что она обращается в ноль при $y \sim 4 \div 5$ мм. Положение максимумов концентрации гидроксила ОН ($y = 4 \div 4.5$, рис.3б) при всех рассматриваемых уровнях турбулентности соответствует области $Q_d = 0$ и отличается от координат «фронта» пламени (горизонтальные стрелки на высоте $y \sim 2 \div 3,5$ мм, рис.3б).

Опытные данные приведены в размерном виде, чтобы показать реальные значения физических параметров. Линиями на рис.3а показано суммарное тепловыделение (2), область которого размыта по толщине пристенного течения, что свидетельствует о том, что в турбулизованном пограничного слое горение скорее объёмное, чем фронтальное. Интенсивность тепловыделения $\sim 10 \div 20$ МВт/м³ соответствует известным данным для горения углеводородного топлива, например, в циклонной топке [21]. Где $Q_d = 0$, суммарное тепловыделение (2) определяется конвективным членом $Q_c = C_p \rho U \frac{\partial T}{\partial x} + C_p \rho V \frac{\partial T}{\partial y}$. Видно, что в некоторых случаях (см. данные для $Tu=8\%$) в области T_{max} суммарное тепловыделение практически отсутствует. Это очевидные отличия структуры зоны горения турбулизованного пограничного слоя от известной модели Шваба-Зельдовича.

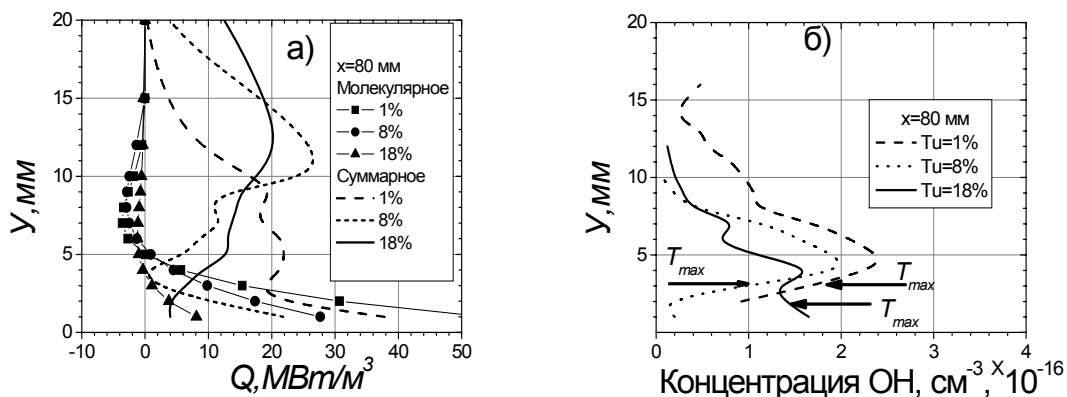


Рис.3. Горение этанола в пограничном слое над плоской стенкой: $x = 80$ мм, скорость 10 м/с, степень турбулентности 1%, 8% и 18%. Соответствие между положением максимумов концентрации ОН (справа) и границами области тепловыделения (слева, точки $Q=0$ на кривых с тёмными точками).

Таким образом, из проведённого анализа следует, что в рассмотренных ситуациях с горением этанола в лобовой точке и на плоской пластине для всех уровней турбулентности ($Tu=1\%$, 8%, 18%) в местах перехода через ноль второй производной по температуре отмечается повышение уровня концентрации ОН . Эта закономерность слабо зависит от газодинамических особенностей потока, не зависит от вида молекул: она проявляется для радикалов ОН , а также для молекул СН , см. рис.2. Возможно, что при диффузионном горении газов, когда смешение и взаимодействие реагентов происходит на молекулярном уровне, распределение радикалов определяется в основном молекулярными

свойствами газов, и в меньшей степени зависит от его газодинамических характеристик.

В) Диффузионное горение струи водорода. Повышение концентрации радикалов на границах области тепловыделения, как было показано, не зависит от характера течения. Отсутствие необходимости привлекать данные по гидродинамике значительно упрощает анализ распределения радикалов, и можно показать, что этот эффект не зависит от реагентов: он отмечается при горении этанола, а также струи водорода в воздухе. Интенсивность тепловыделения определялась в цилиндрических координатах по формуле

$$Q_d = \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\lambda}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r}.$$

На рисунке 4 представлены результаты расчётов Q_d применительно к диффузионному горению водорода в воздухе [18]. В опытах диаметр горелки $d = 3$ мм, $x/d = 10$, $Re = \rho d U / \mu = 660$, $r_f = 3.65$ мм. Теплопроводность рассчитывалась с учётом её зависимости от температуры и состава газов по формуле (4), а недостающие данные по концентрациям стабильных веществ (O_2 , N_2 , H_2 и H_2O) взяты из экспериментов [22].

Видно, рис.4а, что для рассматриваемой струи концентрация радикала ОН на радиусе $r/r_f = 1$, где $T = T_{max}$, равна примерно $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Это значение можно сравнить с данными [10, 18] по равновесной концентрации гидроксила в водородо-воздушном пламени. Рассчитанная для горения стехиометрической смеси в адиабатических условиях она равна $2,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, в области тепловыделения, где протекают химические превращения, нет избыточного количества радикалов. Они накапливаются на границе тепловыделения, где $Q_d = 0$, рис.4б, и в диффузионном пламени происходит смещение координат максимума концентрации ОН относительно максимума температуры. Уровень концентрации сверхравновесных радикалов, расположенных на радиусе $r/r_f \sim 1.35$, вдвое выше, чем в области химических превращений при $r/r_f = 1$.

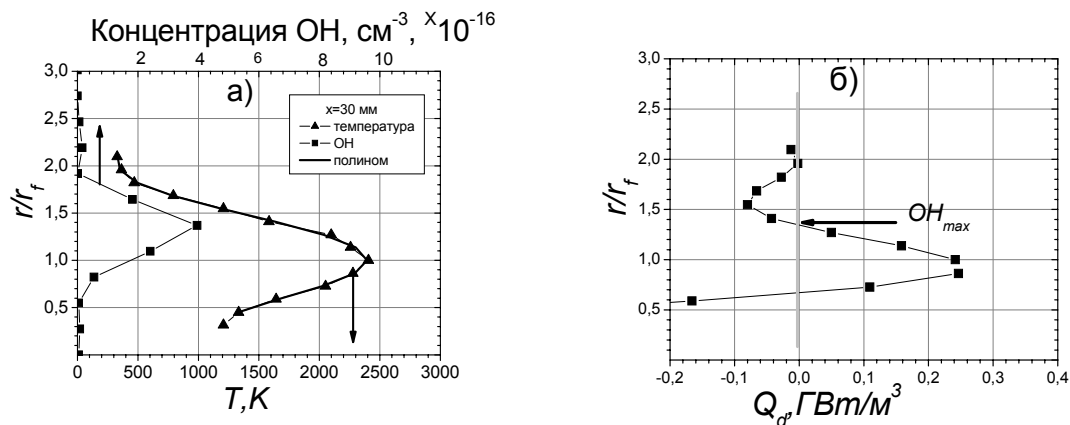


Рис.4. Смещение координат максимумов температуры и концентрации гидроксила ОН при горении струи водорода в воздухе. Слева эксперимент [12], справа – расчёт: максимум концентрации ОН на границе области тепловыделения, где $Q_d = 0$.

Заключение. Таким образом, при анализе структуры зоны горения показана связь между параметрами, описывающими перенос тепла, с параметрами, характеризующими химическое реагирование. Рассматривались три различных ситуации, которые отличаются между собой в газодинамическом отношении и в кинетике горения. Для них найдены вторые производные по температуре, по которым определена интенсивность тепловыделения. Положение особых точек для этой функции сопоставлялось с координа-

тами максимумов в распределении радикалов. Общим для этих процессов оказалось совпадение координат области с максимальной концентрацией радикалов и границ области тепловыделения, где вторая производная температуры газа по пространственной координате обращается в ноль. В отличие от модели Шваба-Зельдовича, в турбулизованном пограничном слое горение скорее объёмное, чем фронтальное. Получены данные о распределении тепловыделения, которые имеют значение при моделировании структуры реагирующего пограничного слоя.

Проявление закономерности, в соответствии с которой радикалы из зоны горения концентрируются там, где отсутствуют физико-химические превращения (нет выделения или поглощения тепла) может быть причиной возникновения областей с избыточной, т.е. сверхравновесной концентрацией гидроксила, что было обнаружено в [6, 10, 12, 18]. Очевидно, что наличие таких областей следует учитывать при проведении опытов по визуализации пламени, при построении кинетических моделей горения, проведении расчётов, основанных на измерениях распределения радикалов, т.е. при оценке полноты сгорания, скорости распространения пламени и т.д.

Эти результаты, относящиеся к проблеме взаимодействия турбулентности с химической реакцией, показывают, что при диффузионном горении даже при интенсивном конвективном движении газа не исключается влияние механизмов молекулярного переноса на структуру зоны горения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ НШ-6965.2006.8.

Литература

- [1] Najm H.N., Paul P.H., Mueller C.J., Wickoff P.S. On the Adequacy of Certain Experimental Observables as Measurements of Flame Burning Rate // *Combustion and Flame*, 1998, V.113, pp.312-332.
- [2] Seitzman J.M., Ungut A., Paul P.H., Hanson R.K. Imaging and Characterization of OH structures in a Turbulent Nonpremixed Flame // *Twenty-Third Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, 1990, pp. 637-644.
- [3] Hanson R.K., Seitzman J.M., Paul P.H. // *Applied Physics B*, 1990, N50, pp.441-454.
- [4] Han D., Mungal M.G. Simultaneous measurements of velocity and CH distributions. Part 1: jet flames in co-flow // *Combustion and Flame*, 2003, V.132, pp.565-590.
- [5] Donbar J. M., Driscoll J.F., Carter C.D. Reaction Zone Structure in Turbulent Nonpremixed Jet Flames – From OH-CH PLIF Images // *Combustion and Flame*, 2000, V.122, pp.1-19.
- [6] Puri, Moser, Santoro, Smyth. Laser-induced fluorescence measurements of OH-concentrations in the oxidation region of laminar, hydrocarbon diffusion flames // *24th Symp. (Intern.) on Combustion / The Combustion Institute*, 1992, pp. 1015-1022.
- [7] Rehm J.E., Clemens N.T. The Relationship Between Vorticity/Strain and Reaction Zone Structure in Turbulent Non-Premixed Jet Flame // *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1998, 1113-1120.
- [8] Pitsch H., Steiner H. Large eddy simulation of turbulent piloted methane/air diffusion flame (Sandia flame D) // *Physics of Fluids*, 2000, Vol.12, N 10, pp.2541-2554.
- [9] Sung C.J., Liu J.B., Law C.K. Structural Response of Counter flow Diffusion Flames to Strain Rate Variations // *Combustion and Flame*, 1995, V.102, pp.481-492.
- [10] Drake M.C., Pitz R.W., Lapp M., Fenimore C.P., Lucht R.P., Sweeney D.W., Laurendeau N.M. Measurements of superequilibrium hydroxyl concentrations in turbulent nonpremixed flames using saturated fluorescence // *20-th Int. Symp. on Combust.*, the Combustion Institute, Pittsburgh: 1984. P. 327-335.

- [11] Бояршинов Б. Ф. , Титков В. И., Фёдоров С. Ю. Исследование распределения радикалов OH и CH в пограничном слое с горением этанола // ФГВ, 2005, т.41, №4, с.22-28.
- [12] Бояршинов Б.Ф., Федоров С.Ю. Измерение методом ЛИФ температуры и концентрации радикала OH при горении водорода и этанола // Физика горения и взрыва, 2004, №5, с.16-20.
- [13] Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Терехов В.И., Шутов С.А. Турбулентный пограничный слой со вдувом реагирующих веществ // Физика горения и взрыва. №6. 1981. С.21-28.
- [14] Бояршинов Б.Ф., Волчков Э.П., Терехов В.И. Структура пограничного слоя со вдувом и горением этанола // Физика горения и взрыва. №3. 1992. С.29-36.
- [15] Бояршинов Б.Ф., Титков В.И. Влияние турбулентности набегающего потока на структуру пограничного слоя с диффузионным горением этанола // Прикладная механика и техническая физика, 2001, т.42, №6, с.55-63.
- [16] Оптические методы исследования потоков / Дубнищев Ю.Н., Арбузов В.А., Белоусов П.П., Белоусов П.Я. – Новосибирск: Сиб. Унив. Из-во, 2003 – 418с.
- [17] Титков В.И., Томсонс Я.Я. А.с. 748799 СССР, МКИ² H 03 D 13/00; G 01 S 9/24; H 03 B 3/04. Следящий фильтр- демодулятор / (СССР). № 2565595/18-09; Заявл. 05.01.78; Опубл. 25.07.80, Бюл. № 26.
- [18] Lucht R.P., Sweeney D.W., Laurendeau N.M., Drake M.C. Lapp M., Pitz R.W. Single-pulse, laser-saturated measurements of OH in turbulent nonpremixed flames // Optics Letters, 1984, Vol. 9, No. 3, pp.90-92.
- [19] Бояршинов Б.Ф. Пограничный слой с крупномасштабными структурами, с испарением и горением. Дисс. д.т.н. 01.04.14, Новосибирск, 2007.
- [20] Леонтьев А.И. Теория тепломассообмена /Исаев С.И., Кожин И.А., Кофанов и др; Под ред. Леонтьева А.И. – М.: Высш. Школа, 1979. – 495с.
- [21] Bradly D. How fast can we burn? // Twenty-Fourth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1992, pp. 247-262.
- [22] Wehrmeyer J.A., Yeralan S., Tecu K.S. Influence of Strain Rate and Fuel Dilution on Laminar Nonpremixed Hydrogen-Air Flame Structure: An Experimental Investigation // Combustion and Flame, 1996, V.107 , pp.125-140.