

УДК 536.46

**К ВОПРОСУ ОБ ИЗУЧЕНИИ ПЛАМЕН ВОДОРОДА
ПО ИЗЛУЧЕНИЮ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ***В. К. Баев, Р. Х. Абдуллин, Е. В. Перков, Д. В. Чусов**Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск*

Приведены результаты измерений суммарной интенсивности излучения возбужденного радикала OH в турбулентных пламенах гомогенных водородно-воздушных смесей в диапазоне коэффициентов избытка воздуха 0,15–3,0 и диффузионных затопленных пламен водорода при различных скоростях истечения. Получена информация о влиянии на точность измерений излучения нагретых кварцевых стекол и собственного поглощения пламени. Показана возможность использования данных по излучению ламинарных пламен для количественной диагностики турбулентных пламен при одновременном определении формы и величины излучающего объема, а в сложных случаях и распределения давлений.

Регистрация излучения промежуточных продуктов реакций в пламенах позволяет визуализировать зону реакций с целью определения ее геометрии и измерить интенсивность тепловыделения в том случае, когда может быть установлена связь между интенсивностью излучения и скоростью брутто-реакции.

Методика оптической диагностики водородно-воздушных пламен по измерению интенсивности излучения возбужденных радикалов OH в полосе длин волн $\lambda = 2800\text{--}3500 \text{ \AA}$ была разработана в ИТПМ СО РАН [1] и позже использована в экспериментальных исследованиях по горению водорода в до- и сверхзвуковых потоках. Следует отметить, что, как правило, методика применялась для определения полноты выгорания по длине пламени в условиях, когда поле зрения охватывало всю зону реакции и можно было сделать предположение о полном завершении горения к концу излучающей области.

Попытка применения методики к анализу выгорания встречных струй водорода в дозвуковом потоке привела к заключению, что условия смешения влияют на интегральную величину излучения при одинаковом количестве инжектируемого водорода либо вследствие существенного недогорания (до 50 %), либо вследствие прямого влияния условий смешения на концентрацию излучающих частиц [2, 3]. В последнем случае методика [1] становится, вообще говоря, неверной не только для абсолютных, но и для относительных измерений полноты сгорания и требует корректировки.

К аналогичным выводам авторы пришли и при попытке использования тепловизора для изучения горения струй водорода над пластиной в сверхзвуковом потоке в импульсной трубе. Описываемые ниже экспериментальные исследования проведены для получения информации о связи структуры турбулентных пламен водорода, определяемой начальными параметрами и способом смесиобразования, с интенсивностью их суммарного излучения в соответствующей полосе частот.

Экспериментальное оборудование. Эксперименты проводились с диффузионными пламенами и с пламенами гомогенных топливно-воздушных смесей. В экспериментах с диффузионными пламенами водород через сопло истекал в атмосферу и поджигался тепловым источником.

Диаметр сопла варьировался от 0,5 до 2 мм. Расход водорода определялся расходомером. Высота факела определялась фотосъемкой с последующим фотометрированием негативов (пленка РФ-3). Для нахождения относительной концентрации возбужденных радикалов в пламени применялся метод тепловизионных измерений [1]. Измерения интенсивности излучения пламени проводились во всем спектральном диапазоне и в полосе $\lambda = 2800\text{--}3500 \text{ \AA}$, соответствующей ${}^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$ -переходу $[\text{OH}]^*$; в последнем случае применяли светофильтр УФС-5. Приемник излучения — ФЭУ-71. При регистрации сигнала уровень шумов не превышал 10 % величины сигнала, регистрируемого осциллографом. Схема измерений приведена на рис. 1,а.

В экспериментах с гомогенными водородно-воздушными пламенами водород и воздух подавались раздельно в кварцевую трубку снизу и перемешивались в процессе течения. В верхней части трубки на расстоянии 70 мм от верхнего среза был впаян кварцевый конус с внутренним диаметром выходного отверстия 9 мм. На этом конусе стабилизировался факел водородно-воздушной смеси, отделенной от атмосферы внешними стенками трубки (см. рис. 1,б).

В опытах с бедными смесями высота факела не превышала расстояния от края конуса до верхнего среза трубки. При исследовании горения богатых смесей, кроме пламени, стабилизированного на срезе конуса, наблюдалось внешнее пламя на срезе трубки, в котором избыточная часть топлива сгорала, реагируя с атмосферным воздухом. В экспериментах излучение внешнего диффузионного пламени экранировалось. Расходы водорода и воздуха определяли с помощью расходомеров. Так же, как и в опытах с диффузионными пламенами, для измерения полного излучения пламени гомогенной смеси и относительного

излучения радикалов $[\text{OH}]^*$ применялся тепловизор ТВ-М. Так как в этих опытах кварцевая стенка трубки поглощает значительную долю излучения пламени, результаты измерений в гомогенных и диффузионных пламенах можно сравнивать между собой лишь качественно. Поскольку величина сигнала тепловизора зависит не только от абсолютной величины интенсивности излучения пламени, но и от расстояния до него (или телесного угла, в который попадает регистрируемое излучение), в каждой серии опытов интенсивности сигналов измерялись в условных единицах.

Для исследования влияния частичного поглощения излучения пламени самим пламенем проведены опыты с двумя диффузионными пламенами. Как показано на рис. 1,в, г, эти пламена могли быть расположены последовательно вдоль оптической оси тепловизора (в), либо параллельно

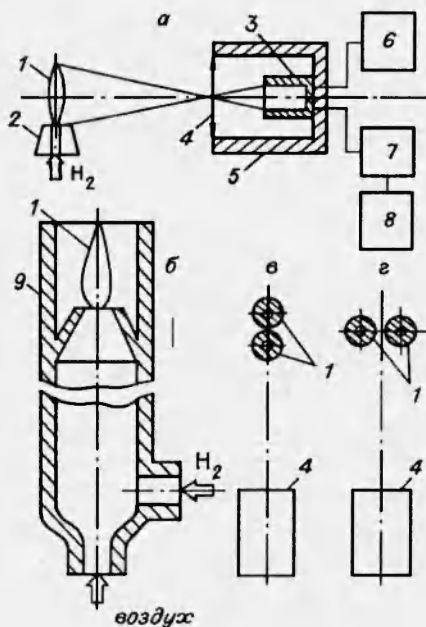


Рис. 1. Схема эксперимента: а — установка измерительного комплекса; б — схема организации процесса горения гомогенной смеси; в, г — расположение сопел в опытах с двумя диффузионными пламенами (вид сверху). 1 — факел; 2 — сопло; 3 — ФЭУ-71; 4 — объектив со светофильтром УФС-5; 5 — корпус тепловизора ТВ-М; 6 — источник питания ФЭУ; 7 — усилитель сигнала тепловизора; 8 — осциллограф; 9 — кварцевая трубка.

(2) на одном расстоянии от объектива приемника излучения. В первом случае одно пламя частично или полностью перекрывалось другим, а во втором оба пламени находились в поле зрения приемника излучения. В этих опытах использовали сопла диаметром 0,7 и 1,0 мм и измеряли расход водорода через каждое сопло, а также суммарный.

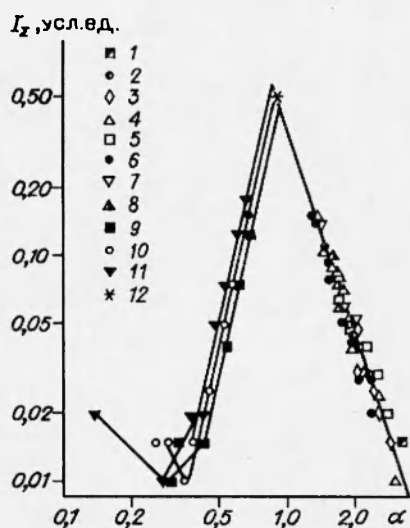


Рис. 2. Зависимости суммарной интенсивности излучения $[OH]^*$ от коэффициента избытка воздуха для различных расходов водорода и воздуха.

1-8 — бедные смеси, Q_{H_2} , л/с: 0,38 (1), 0,47 (2), 0,61 (3), 0,67 (4), 0,75 (5), 0,88 (6), 0,98 (7), 1,17 (8); 9-11 — богатые смеси, Q_{H_2} , л/с: 0,33 (9), 0,38 (10), 0,47 (11); 12 — максимальное значение I_{Σ} , определенное экстраполяцией.

ограничена режимом проскока пламени через сужение, происходящим при увеличении α . С другой стороны, при малых расходах воздуха пламя гомогенной смеси становится неустойчивым, и в зоне горения факела начинает преобладать диффузионный режим горения, обусловленный доступом воздуха из атмосферы.

Диапазоны чисел Рейнольдса $Re = 3,6 \cdot 10^3 \div 1,05 \cdot 10^4$ для бедных и $1,8 \cdot 10^3 \div 7,1 \cdot 10^3$ богатых смесей.

Результаты измерения интегрального излучения I_{OH} пламени гомогенной смеси в зависимости от α приведены на рис. 2. Видно, что для бедных смесей I_{OH} сильно зависит от α и не зависит от расхода; для богатых смесей наблюдается некоторое расслоение по расходам смеси.

Экстраполяция осредненных зависимостей на значение $\alpha \approx 1$ дает точку пересечения (см. рис. 2) при $\alpha = 0,86 \div 0,92$.

С методической точки зрения важно было установить роль излучения нагретой кварцевой трубки и степени поглощения в ней. В результате проведенных измерений при одинаковых параметрах смесей, но с различной температурой кварцевой трубки, установлено, что поглощение от температуры не зависело, а излучение кварца мало и не превышает погрешности измерений.

Результаты измерений длин диффузионных факелов, показанные на рис. 3, использовались при обработке данных по излучению. Они не про-

Область изменения расходов ограничена с одной стороны срывом пламени (при больших коэффициентах избытка воздуха α), а с другой — режимом проскока пламени через сужение, так как при уменьшении α состав смеси приближается к стехиометрическому и нормальная скорость возрастает. Кроме того, существует ограничение по длине факела, связанное с тем, что при увеличении расхода смеси и, соответственно, скорости потока, длина факела возрастает и часть его выходит за пределы верхнего среза трубки, отделяющей зону горения от атмосферы.

В опытах с богатыми водородно-воздушными смесями вначале устанавливался диффузионный факел, а затем при добавлении воздуха — внутренний конус пламени богатой гомогенной водородно-воздушной смеси. Эксперименты с богатыми смесями проводились в диапазоне скоростей потока в сужении трубки $6,8 \div 18,6$ м/с. Область изменения расходов водорода и воздуха со стороны больших значений

тиворечат хорошо изученным закономерностям, но в деталях могут отличаться от обобщенных зависимостей, особенно если учесть малые абсолютные размеры сопел.

К сожалению, условия эксперимента не позволили в качестве объекта использовать пламена при диаметре сопел $d > 1$ мм, так как при этом абсолютные размеры факела не охватывались полностью полем зрения оптической системы, а в случае $d = 0,5$ мм диапазон турбулентного режима слишком узкий. Поэтому основные измерения интенсивности излучения выполнены на диффузионных пламенах водорода с соплами $d = 0,7$ и $1,0$ мм во всем диапазоне скоростей, вплоть до срыва.

Чтобы оценить величину поглощения излучения пламенем и влияние формы излучающего объема на суммарное излучение, была проведена серия экспериментов с двумя параллельными факелами ($d = 0,7$ и $1,0$ мм). Относительно оптической оси сопла располагались друг за другом (в двух положениях) или в плоскости, перпендикулярной оптической оси (см. рис. 1). Результаты этих опытов показаны на рис. 4. Здесь же нанесены результаты измерений I_{Σ} в опытах с одним факелом. Видно, что имеет место некоторая экранировка излучения одного факела другим. Максимальная величина сигнала при одном и том же расходе водорода получена при параллельном расположении факелов, а минимальная — при последовательном, когда факел с большим расходом водорода расположен ближе к приемнику излучения.

Обсуждение результатов. Проведенные выше экспериментальные результаты наглядно демонстрируют отсутствие однозначной связи между количеством сгоревшего водорода и суммарной интенсивностью излучения пламени, не говоря уже об их прямой пропорциональности, полученной в [1]. Этот факт требует анализа, ибо в случае успешной интерпретации полученных результатов можно надеяться на прогресс в применении оптической диагностики турбулентных пламен для беззондового определения закона выгорания в сложных газодинамических условиях и получения информации о механизме турбулентного горения.

Представляется очевидным, что интенсивность излучения из единицы объема пропорциональна скорости дезактивации возбужденных радикалов ОН путем перехода, излучение которого регистрируется, т. е.

$$I \sim \frac{dn^*}{d\tau}, \quad (1)$$

где n^* — объемная концентрация возбужденных радикалов. Суммарная интенсивность излучения пламени

$$I_{\Sigma} \sim \int_{V_{из}} \frac{dn^*}{d\tau} \cdot dV, \quad (2)$$

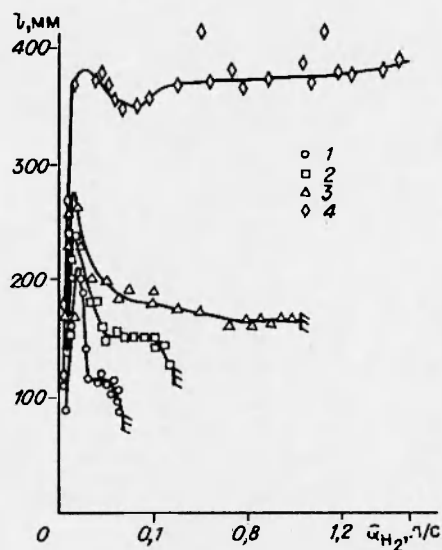


Рис. 3. Зависимости длины диффузионных пламен от расхода водорода при различных диаметрах сопел d , мм: 0,5 (1), 0,7 (2), 1,0 (3), 2,0 (4).

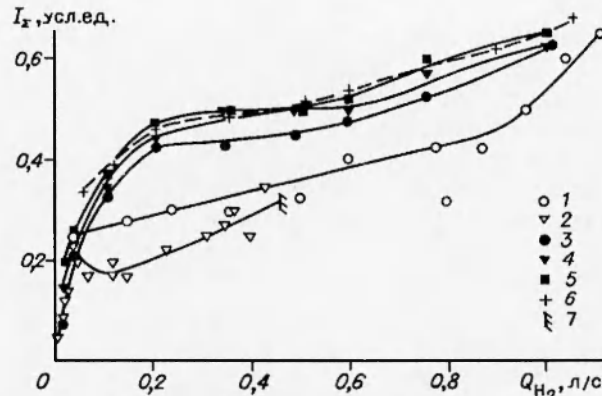


Рис. 4 Зависимости суммарной интенсивности излучения $[OH]^*$ от расхода водорода диффузионных пламен при различных диаметрах сопел и их расположениях.

d , мм: 1,0 (1), 0,7 (2), сопло $d = 1,0$, впереди сопла $d = 0,7$ (3), сопло $d = 0,7$ впереди сопла 1,0 (4), 5 — оба сопла на одинаковом расстоянии от тепловизора, 6 — сумма интенсивностей пламен на одинаковых соплах, отнесенная к суммарному расходу водорода, 7 — срывной предел.

где $V_{из}$ — излучающий объем, т. е. объем пламени. Поскольку n^* определяется скоростью реакций горения, то представляется очевидным, что n^* — функция тех же параметров, что и скорость горения, т. е.

$$n^* = n^*(\alpha, p, T_0). \quad (3)$$

В экспериментах давление p и начальная температура T_0 оставались постоянными, поэтому ниже будем рассматривать случай $n^* = n^*(\alpha)$.

В ламинарных пламенах гомогенных смесей распределение концентраций и температур по их толщине (объему) определяется процессами молекулярного переноса, поэтому (2) может быть записано в виде

$$I_{\Sigma} \sim \frac{\bar{n}^*(\alpha)}{\tau_{\Gamma}} \cdot F_{\Gamma} \delta, \quad (4)$$

где $\bar{n}^*(\alpha)$ — среднее по объему значение концентрации радикалов $[OH]^*$; F_{Γ} — площадь ламинарного пламени; δ — его толщина; τ_{Γ} — характерное время горения. Объемный расход топливно-воздушной смеси

$$Q_{см} = F U_{н} \quad (5)$$

и, с точностью до коэффициента пропорциональности,

$$\delta / \tau_{\Gamma} = U_{н}. \quad (6)$$

Здесь $U_{н}$ — нормальная скорость пламени. Подставляя (6) и (5) в (4), получаем

$$I_{\Sigma} \sim n^*(\alpha) Q_{см}. \quad (7)$$

При постоянных p и T_0 массовый расход $G_{см} \sim Q_{см}$, а расход водорода $G_{H_2} = G_{см} / (1 + \alpha L_0)$, где L_0 — стехиометрический коэффициент.

Поэтому получаем

$$\frac{I_{\Sigma}}{G_{H_2}} \sim \bar{n}^*(\alpha) (1 + \alpha L_0) \quad (8)$$

и при $\alpha = \text{const}$

$$\frac{I_{\Sigma}}{G_{H_2}} = \text{const}. \quad (9)$$

В ламинарных диффузионных пламенах, где горение происходит вблизи поверхности стехиометрического состава и структура зоны реакции определяется также процессами молекулярного переноса, будет справедливо выражение (9). Соотношение (9) было получено в [1] и в дальнейшем использовано при диагностике пламен.

Когда в турбулентном потоке турбулентное движение влияет только на искривление поверхности ламинарного пламени и кривизна еще не сказывается на его характеристиках, следует ожидать таких же зависимостей, как и для ламинарных пламен.

Однако и для ламинарных пламен в потоках с большими градиентами скорости и для развитых турбулентных течений картина должна существенно измениться. Эксперименты свидетельствуют об уменьшении толщины светящейся зоны вплоть до ее исчезновения в ламинарных пламенах, подвергающихся растяжению в потоках с сильными градиентами [4].

Теория распространения пламени в турбулентном потоке, построенная на предположении ограничения пульсаций скорости, способных переносить ламинарное пламя, критическими условиями его существования, позволила удовлетворительно описать геометрию и устойчивость гомогенных и диффузионных пламен [5, 6]. Причем, это описание опирается на использование характерных времен горения τ_r , измеренных по величине критического градиента на стенке канала при проскоке для пяти топлив [7].

Поэтому есть основания полагать, что излучательная способность турбулентных пламен может быть успешно описана (так же, как их геометрия и устойчивость) с использованием тех же макрокинетических характеристик ламинарных пламен, т. е. τ_r . Характерное время горения для данного топлива зависит от коэффициента избытка воздуха α , начальной температуры T_0 и давления p , т. е. тех же параметров, что и \bar{n}^* . В свою очередь, геометрия пламени и, следовательно, излучающий объем зависят от отношения характерных времен горения и течения $Ho = U_0 \tau_r / d$, относительного изменения плотности при полном сгорании θ_0 и относительного коэффициента турбулентного объема \bar{D} , являющегося слабой функцией числа Рейнольдса. Зачастую \bar{D} может быть принят за постоянную величину для пламен, развивающихся в струйных пограничных слоях.

Учитывая изложенное выше для интенсивности суммарного излучения турбулентных пламен (промежуточных продуктов реакции) можем записать

$$I_{\Sigma} \sim \frac{\bar{n}^*}{\tau_r} \cdot V_{из}, \quad (10)$$

где $\bar{n}^* = \bar{n}^*(\alpha, p, T_0)$; $\tau_r = \tau_r(\alpha, p, T_0)$; $V_{из} = V_{из}(Ho, \theta_0, \bar{D}, d)$. Фактически выражение (10) означает:

$$I_{\Sigma} \sim (I_{\Sigma})_л V_{из}, \quad (11)$$

где $(I_{\Sigma})_л$ соответствует ламинарному пламени.

В принципе для проверки выражения (10) требуется измерение суммарной интенсивности излучения ламинарного пламени и вычисление \bar{n}^*/τ_r или \bar{n}^* по (4), а также определение в одном и том же опыте \bar{I}_{Σ} и $V_{из}$.

Результаты настоящих экспериментов не позволяют произвести такое непосредственное сопоставление. Поэтому воспользуемся некоторыми гипотетическими соображениями для представления экспериментальных данных в обработке, удобной для сопоставления с (10).

Эксперименты проводились при $p = \text{const}$, поэтому единственным параметром, характеризующим кинетику, является α , а влияние скорости истечения и абсолютного размера должно отражаться на величине $V_{\text{из}}$.

Зависимость $\tau_r(\alpha)$ затабулирована в [7], а для определения зависимости $\bar{n}^*(\alpha)$ воспользуемся следующими соображениями. Естественно предположить, и это демонстрирует эксперимент, что значение \bar{n}^* максимально при $\alpha \approx 1$. Поэтому с точностью до коэффициента пропорциональности (10) может быть записано в виде

$$I_{\Sigma} \sim \frac{\bar{n}^*(\alpha)}{n_{\alpha=1}^*} \cdot \frac{\bar{n}_{\alpha=1}^*}{\tau_r} \cdot V_{\text{из}} \sim \frac{\bar{n}^*(\alpha)}{n_{\alpha=1}^*} \cdot \frac{V_{\text{из}}}{\tau_r}. \quad (12)$$

Принимая далее, что отношение $\bar{n}^*(\alpha)/n_{\alpha=1}^*$ пропорционально объемной концентрации продуктов сгорания при $\alpha = 1$ в продуктах сгорания при $\alpha \neq 1$, с хорошей степенью приближения имеем (для водорода и с учетом изменения температуры продуктов сгорания):

$$\bar{i}_v = \frac{n^*(\alpha)}{n_{\alpha=1}^*} = \begin{cases} \alpha & \text{при } \alpha < 1, \\ 1/\alpha & \text{при } \alpha > 1. \end{cases} \quad (13)$$

Подставляя (13) в (10) получаем для гомогенных смесей при $\alpha < 1$ зависимость

$$\frac{I_{\Sigma} \tau_r}{\alpha} \sim V_{\text{из}}, \quad (14)$$

а для бедных смесей

$$I_{\Sigma} \tau_r \alpha \sim V_{\text{из}}. \quad (15)$$

При диффузионном турбулентном горении справедливы те же соображения, что и для ламинарных диффузионных пламен, высказанные выше, поэтому

$$I_{\Sigma} \sim V_{\text{из}}. \quad (16)$$

Но здесь необходимо отметить, что справедливость (16) может быть нарушена, если произойдет существенное предварительное смещение, как это бывает в оторванных и предсрывных пламенах.

Чтобы завершить выбор координат для представления экспериментальных данных, остановимся далее на определении объема турбулентного пламени. Для гомогенных смесей, горящих в осесимметричном пламени, можно предположить, что

$$V_{\text{из}} \sim (\bar{L} - \bar{l})d^3, \quad (17)$$

где \bar{L} и \bar{l} — безразмерные длины пламени полная и по средней границе; d — диаметр струи.

В соответствии с [8], для условий эксперимента может быть использована следующая критериальная зависимость

$$L - \bar{l} = X_0 \sqrt{\text{Ho}} \left[\sqrt{\theta_0} - 1 + \frac{\sqrt{\theta_0} \sqrt{\text{Ho}}}{X_0} \right], \quad (18)$$

где X_0 — длина ядра струи (можно принять $X_0 = 2$).

В условиях эксперимента изменение относительного подогрева θ_0 было не столь велико, как $Но$. Поэтому на рис. 5 приведены экспериментальные данные, обработанные в соответствии с (14) и (15) как функция критерия гомохронности $Но$. Там же штриховой линией нанесена зависимость (18) для диапазона θ_0 , имевшего место в экспериментах. Совмещение по оси ординат условное в силу знаков пропорциональности в (14), (15), (17) и условности единиц интенсивности излучения при измерениях. Обращает на себя внимание хорошее соответствие сопоставляемых закономерностей в областях, где имеются измеренные значения τ_T .

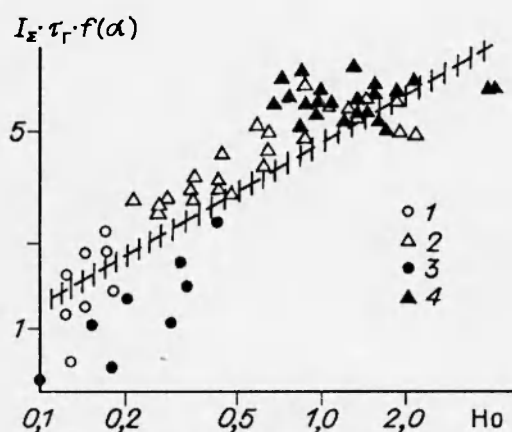


Рис. 5 Сопоставление зависимостей (10) и (11) с экспериментальными данными при определении излучающего объема по (13) и (14).

1, 3 — богатые смеси; 2, 4 — бедные смеси.

К сожалению, экстраполяция τ_T в область очень бедных и, тем более, в область очень богатых смесей не точна, а экспериментальное определение затруднено. Во всяком случае, при проведении тех измерений, на основании которых составлены таблицы в [7], не удалось выйти за границы приведенных в них составов. Обсуждаемые эксперименты в значительной своей части выходят за этот диапазон.

В то же время следует обратить внимание на изменение характера зависимости при минимальных значениях α , (см. рис. 5), что свидетельствует, по-видимому, о заметном изменении кинетического механизма и, возможно, о недостаточной точности измерений в этом диапазоне интенсивностей.

Для определения объема диффузионного пламени считаем, что толщина пламени пропорциональна квадратному корню из коэффициента турбулентного обмена, т. е. так же, как для гомогенных пламен, но с учетом, что в диффузионном пламени в качестве характерного времени горения можно принимать τ_T при $\alpha = \text{const}$.

Для развитых турбулентных затопленных пламен безразмерная длина пламени не зависит от скорости истечения и диаметра сопла (см. рис. 4). Но обращает на себя внимание факт уменьшения длины пламени на предсрывных режимах и происходящее при этом некоторое увеличение интенсивности излучения, свидетельствующее о влиянии степени смешения. Игнорируя пока эту сторону явления, найдем выражение, удобное для обработки данных.

В силу сделанных предположений, (16) может быть записано в виде

$$V_{из} \sim Ld^2\Delta, \quad (19)$$

где $\Delta \sim \sqrt{D}$. Так как $D = U_0d/\text{const}$, то

$$V_{из} \sim \bar{L}d^2\sqrt{U_0d}. \quad (20)$$

Вводя в (19) выражение для объемного расхода $Q_{H_2} \sim U_0d^2$, получаем

$$V_{из} \sim \bar{L}d^{1,5}\sqrt{Q_{H_2}}, \quad (21)$$

и, подставляя (21) в (16), получаем для диффузионных пламен при $p = \text{const}$, $T_0 = \text{const}$

$$I_{\Sigma} \sim \bar{L}d^{1,5}\sqrt{Q_{H_2}}. \quad (22)$$

Для режимов горения с числами Фруда, большими предельных, $L = \text{const}$, но при обработке экспериментальных данных принимались значения длин, полученных в экспериментах для конкретных условий. Результаты обработки в соответствии с (20) представлены на рис. 6 для турбулентного и переходного режимов горения. Наблюдается вполне удовлетворительное соответствие.

Заключение

На основе экспериментальных данных, представленных на рис. 5 и 6, следует принципиальная справедливость изложенного подхода. Это, в свою очередь, означает следующее.

1. Разработанная в [1] методика имеет ограниченное применение и в лучшем случае при горении гомогенных смесей может быть использована для приближенного нахождения распределения закона тепловыделения, если известно суммарное излучение всего пламени.

2. Для диффузионных пламен степень предварительного смешения может оказать очень существенное влияние на суммарную интенсивность излучения пламени, что, очевидно, и наблюдалось в [2, 3].

3. Для завершения разработки количественной методики диагностики пламен по излучению промежуточных продуктов реакции целесообразно проведение систематических исследований метрологического характера излучения ламинарных и диффузионных пламен по стандартизированной методике в возможно широких диапазонах изменения составов, давлений и начальных температур.

4. При диагностике турбулентных пламен в сложных условиях, таких как горение в сверхзвуковом потоке, пульсационное горение, измерение интенсивности (локального) излучения должно, по-видимому, проводиться одновременно с изучением распределения и величины излучающего объема. При больших размерах пламен необходимо учитывать поглощение

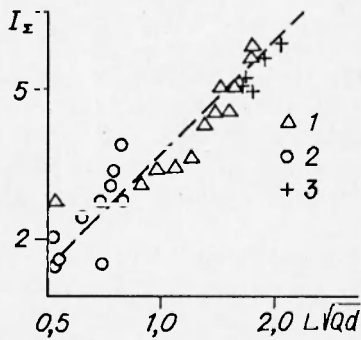


Рис. 6 Сопоставление (20) с экспериментальными данными для диффузионных пламен.
d, мм: 1,0 (1), 0,7 (2); 3 — два сопла.

излучения пламени.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-01-00055а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Воронцов С. С., Константиновский В. А., Третьяков П. К. Определение полноты сгорания водорода в сверхзвуковом потоке оптическим методом // В сб. науч. тр. Физическая газодинамика. ИТПМ СО АН СССР. 1976. С. 69–72.
2. Баев В. К., Константиновский В. А. Исследование горения струи водорода в спутном и встречном потоке. Структура газозаженных пламен // Мат. Всесоюз. семинара по структуре газозаженных пламен. Ч. 1. Новосибирск, 1984. С. 243–252.
3. Baev V. K., Buzukov A. A., Konstantinovskiy V. A., et al. Hydrogen jet combustion // Hydrogen Energy Progress V, Proceedings of the 5th World Hydrogen Energy Conference, Toronto, Canada, 1984, V. 4. Pergamon Press. 1984. P. 1641–1648.
4. Баев В. К., Третьяков П. К., Ясаков В. А. Результаты оптических наблюдений за поведением светящихся зон в турбулентных пламенах газозаженных топлив // Тез. докл. Механика и физика плазмы (аэродинамика горения газов). Рига, 1981. С. 12–14.
5. Баев В. К., Третьяков П. К. Расчет положения пламени в турбулентном потоке // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. 1969. № 3, вып. 1. С. 30–37.
6. Баев В. К., Ясаков В. А. Устойчивость диффузионных пламен в затопленных и спутных струях // Физика горения и взрыва. 1975. Т. 11, № 2. С. 163–178.
7. Баев В. К., Третьяков П. К. Характерные времена горения топливно-воздушных смесей // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 3. С. 367–376.
8. Баев В. К., Третьяков П. К., Ясаков В. А. Экспериментальное исследование горения газозаженных смесей в канале и диффузионного горения в спутном потоке при больших скоростях // III Всесоюз. симпоз. по горению. Л., 1971. С. 357–360.

*Поступила в редакцию 16/XII 1994 г.,
в окончательном варианте — 10/V 1995 г.*