

проводе непосредственно за мембраной (см. рис. 1,  $\delta$ , таблицу), можно существенно снизить степень турбулизации практически до уровня, характерного для случая разгерметизации в атмосферу ( $\chi = 1,2$ ). Кинограмма рис. 3 подтверждает отсутствие развитой турбулентности в данном случае.

Поступила в редакцию 18/XI 1982,  
после доработки — 22/II 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, В. А. Суюшев. ФГВ, 1977, 13, 3.
2. В. П. Карпов, Е. С. Семенов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1959, 128, 6.
3. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1.
4. D. Bradley, A. Mitcheson. Comb. Flame, 1978, 32, 221.
5. В. В. Мольков, В. П. Некрасов. ФГВ, 1981, 17, 4.
6. D. D. Agrawal, C. P. Gupta. Trans. ASME. J. Eng. Power, 1977, April, 246.
7. В. С. Бабкин, А. В. Вьон, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1966, 2, 2.
8. В. С. Бабкин, А. В. Вьон, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1967, 3, 3.
9. В. В. Мольков, В. П. Некрасов. ФГВ, 1981, 17, 3.

### ВЛИЯНИЕ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ГОРЕНИЯ В РЕЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ЗОНЕ ПРИ ВСТРЕЧНОЙ ПОДАЧЕ ВОДОРОДА

*А. Ф. Гаранин, В. Л. Крайнев, П. К. Третьяков*  
(Новосибирск)

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе с размерами рабочей части  $200 \times 200 \times 660$  мм и числом Маха потока  $M = 2$ . Для исследований использовался осесимметричный факел, создаваемый с помощью цилиндра с иглой на торце, через которую навстречу потоку подается водород (рис. 1). На конце иглы устанавливался накопечник в виде конической пайбы для фиксации начала зоны отрыва и предупреждения нестационарных явлений, возможность которых отмечается в [1]. Выбранная схема организации процесса наиболее проста с точки зрения стабилизации пламени в сверхзвуковом потоке с низкой температурой торможения.

Для создания скачков использовался плоский клин с формой поперечного сечения в виде параллелограмма (см. рис. 1). Клин жестко закреплялся на стенках трубы, а модель имела возможность перемещаться относительно его вдоль оси  $x$ .

Основным измеряемым параметром в экспериментах была интенсивность излучения водородного факела на длине волны  $\lambda = 0,3$  мкм, что соответствует излучению радикала ОН. Как показано в работе [2], интенсивность этого излучения пропорциональна скорости тепловыделения. Различные режимы сопоставлялись по суммарной интенсивности излучения из зоны рециркуляции, расположенной между носком и торцом модели. Выбор зоны обусловлен, с одной стороны, ограничением поля зрения тепловизора окнами рабочей части трубы и затенением части факела корпусом модели, с другой, для этой области характерно наиболее интенсивное выгорание в условиях данного эксперимента.

Интенсивность излучения измерялась тепловизором ТВ-1 [3], настроенным на режим интегрирования по вертикальным строкам с разверткой по горизонтали. Тепловизор давал информацию в виде осциллограмм, на которых изображалось распределение интенсивности излучения вдоль оси модели. Суммарное значение величины излучения из зоны рециркуляции

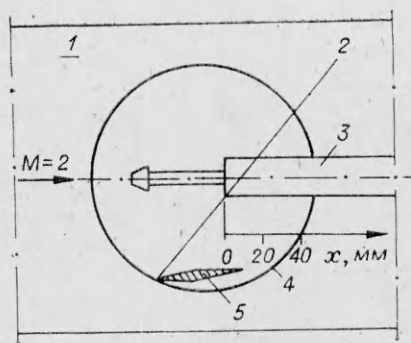


Рис. 1. Модель в рабочей части.  
1 — рабочая часть; 2 — скачок уплотнения; 3 — модель;  
4 — окно рабочей части; 5 — клин.

получалось путем графического интегрирования соответствующих участков осциллограмм.

В экспериментах вели также прямую съемку пламени и телевую съемку с помощью прибора ИАБ-451, регистрировали расход водорода. Исследование проводили в два этапа. На первом наблюдалось горение без возмущений в потоке при расходах водорода  $G = 0,2 \div 0,7$  г/с. Нижняя граница расходов обусловлена «бедным» срывом, а верхняя — сильным разогревом модели.

Второй этап исследований заключался в наблюдении за поведением факела при трех положениях модели относительно клина. Положение  $x = 0$  соответствовало падению скачка на кромку торца цилиндра, второе и третье — смещению модели вниз по потоку на 20 и 40 мм соответственно (см. рис. 1). Кроме этого имелась возможность визуально наблюдать факел при перемещении модели из положения, в котором осуществлялось воспламенение водорода, в рабочее.

Порядок проведения эксперимента во всех случаях следующий: модель устанавливали в начальное положение ( $x = 130$  мм), запускали установку, затем выдвигали поджигающее устройство и воспламеняли водород, после чего модель перемещали в зону измерений.

На рис. 2 приведена зависимость интенсивности излучения из зоны рециркуляции от расхода водорода. Интенсивность пропорциональна мощности излучения и отложена в условных единицах. На рис. 3 нанесены значения углов раскрытия факела при различных расходах водорода.

Как видно из графиков, падение скачка уплотнения приводит к резкому увеличению интенсивности излучения. Причем при перемещении модели из положения  $x = 0$  в положение  $x = 40$  мм интенсивность излучения увеличивается. Однако визуальные наблюдения показали, что когда скачок падает на носок модели ( $x = 60$  мм), горение становится неустойчивым, пламя срывается. Следовательно, существует оптимальное положение скачка в области  $x = 40 \div 45$  мм, при котором интенсивность излучения в зоне отрыва самая высокая.

Скачок уплотнения также влияет на угол раскрытия факела. Имеется связь, заключающаяся в том, что положению с большей интенсивностью горения соответствует больший угол раскрытия факела. При изменении угла факела геометрия головного скачка уплотнения остается практически постоянной (с точностью до возможности нахождения ее изменения по теневым снимкам (рис. 4)). Это дает основание считать неизменными линии тока потока воздуха вплоть до зоны горения.

Теневые снимки показывают, что за падающим скачком уплотнения происходит изменение направления потока, что служит препятствием для истекающих из зоны реагирования продуктов. Этот дросселирующий

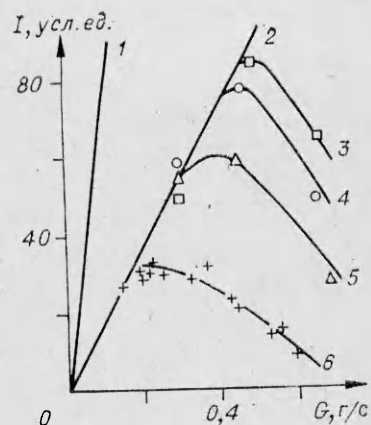


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения из зоны рециркуляции от расхода водорода.

1 — горение в ламинарном диффузионном факеле при  $p = (7 \div 9) \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup>; 2 — полное сгорание в зоне рециркуляции,  $p = 3 \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup>; 3, 4, 5 — модель в положении  $x = 40, 20, 0$  мм соответственно; 6 — горение без возмущений в потоке.

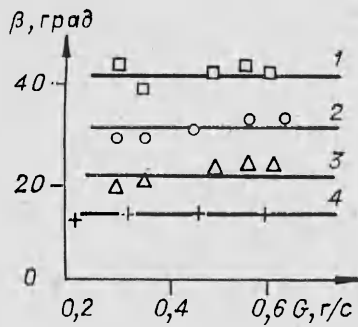


Рис. 3. Зависимость угла раскрытия факела от расхода водорода. 1, 2, 3 — модель в положении  $x=40$ , 20, 0 мм соответственно; 4 — горение без возмущений в потоке.

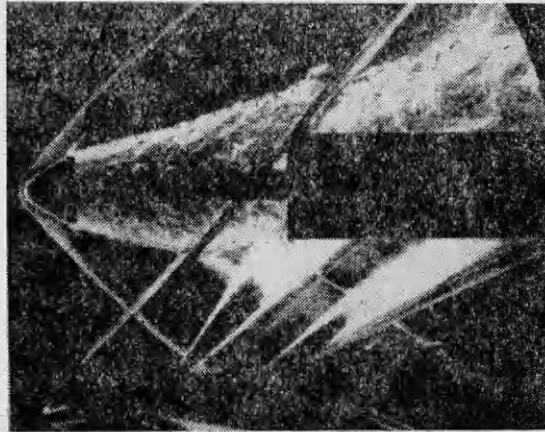


Рис. 4. Теневой снимок модели в потоке;  $x = 20$  мм,  $G = 0,30$  г/с.

эффект приводит к увеличению объема реагирующей зоны и, как следствие, к росту угла раскрытия факела. При этом возрастает количество воздуха, поступающего в зону горения.

Следует отметить, что величина интенсивности излучения из зоны рециркуляции зависит от расхода водорода (см. рис. 2), а угол раскрытия факела малочувствителен к его изменению. Есть лишь незначительное (до 20%) увеличение угла при росте расхода (см. рис. 3).

Анализ осциллограмм распределения интенсивности излучения на режимах с малыми расходами водорода свидетельствует, что сгорание почти полностью происходит в зоне рециркуляции (рис. 5). На графике  $I = f(G)$  (см. рис. 2) соответствующие точки ложатся на прямую 2, т. е. интенсивность излучения пропорциональна расходу водорода, что характеризует постоянство полноты сгорания, которая, очевидно, близка к единице.

Для проверки этого предположения проведен специальный эксперимент, который заключался в построении зависимости излучения лампового диффузионного водородного факела от расхода водорода. Эксперименты проводились при давлении  $p = (7 \div 9) \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup>. Все экспериментальные точки легли на прямую 1 (см. рис. 2). Возможное объяснение несовпадения прямых 1 и 2 заключается в том, что горение в обоих случаях происходило при существенно различных уровнях давления. В большей части экспериментов максимальное статическое давление в рабочей части  $p = 3 \cdot 10^4$  Н/м<sup>2</sup>. Вследствие этого могла меняться кинетика реакции и относительное содержание радикалов OH [4].

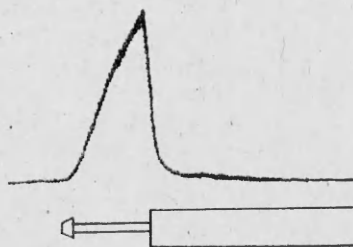


Рис. 5. Осциллограмма развертки интенсивности излучения вдоль модели при малых расходах водорода;  $G = 0,15$  г/с.

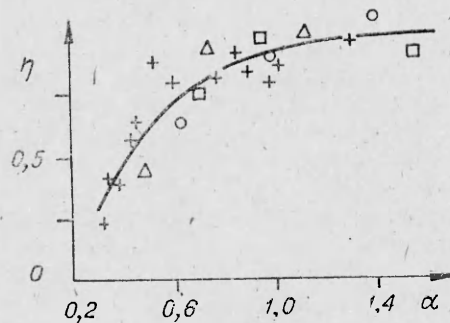


Рис. 6. Зависимость полноты сгорания в зоне рециркуляции от коэффициента избытка воздуха.

Анализ того факта, что при изменении расхода водорода для постоянной гидродинамической ситуации (положения скачка) не изменяется геометрия ударной волны и угол факела, позволяет сделать вывод, что количество поступающего воздуха в зону горения постоянно. Далее примем, что на участке от носка модели до торца смесь квазигомогенная, т. е. из-за интенсивного массообмена в зоне рециркуляции весь водород перемещивается с поступающим в зону горения воздухом так, что процесс горения определяется коэффициентом избытка воздуха в зоне. Следовательно, при максимальном излучении из зоны рециркуляции коэффициенты избытка воздуха  $\alpha$  одинаковы в каждой газодинамической ситуации. Естественно принять его близким к стехиометрическому. Тогда, зная для определенного расхода водорода и считая, что расход воздуха остается постоянным, можно найти  $\alpha$  при изменении  $G$  по формуле

$$\alpha = \alpha^* G^* / G,$$

где  $\alpha^*$  и  $G^*$  — соответственно принимаемый для максимального излучения коэффициент избытка воздуха и расход водорода в этом случае;  $\alpha$  и  $G$  — текущие значения коэффициента избытка и расхода водорода.

Знание коэффициента избытка воздуха позволяет проследить его влияние на характер выгорания. Определим полноту сгорания  $\eta$  как отношение количества сгоревшего топлива в зоне рециркуляции  $G_1$  к теоретически возможному количеству  $G_T$  при полном сгорании ( $\eta_T = 1$  для  $\alpha \geq 1$ ,  $\eta_T = \alpha$  для  $\alpha \leq 1$ ). Полнота сгорания, определяемая таким образом, будет зависеть от скорости реакции и объема, занимаемого зоной горения. Вообще говоря, при прочих равных условиях (постоянстве гидродинамических характеристик потока, постоянстве давления и температуры) полнота сгорания будет функцией только коэффициента избытка воздуха.

Выразим  $\eta$  через интенсивность излучения. По определению  $\eta = G_1 / G_T$ . Поскольку интенсивность излучения пропорциональна количеству сгоревшего водорода, то  $I_1 = kG_1$  и  $I_T = kG_T$ , где  $k$  — коэффициент пропорциональности, тогда  $\eta = I_1 / I_T$  или  $\eta = \frac{I_1 / G}{I_1 / G_T \cdot G_T / G}$ . Как указывалось ранее, прямая 5 (см. рис. 2) характеризует полное сгорание ( $\eta = \eta_T = 1$ ) и, как следует из рисунка, может быть описана уравнением  $I_T / G_T \approx 183,3$ . Тогда  $\eta = (I_1 / G) / 183,3 \cdot \eta_T$ , где  $\eta_T = 1$  при  $\alpha \geq 1$  и  $\eta_T = \alpha$  при  $\alpha \leq 1$ .

Обработка экспериментальных данных по излучению от факела в координатах  $\eta = f(\alpha)$  (рис. 6) подтверждает правомерность приведенных выше рассуждений. Все экспериментальные точки удовлетворительно обобщаются единой зависимостью. Влияние коэффициента избытка воздуха является определяющим, а имевшее место в экспериментах изменение давления и температуры, связанное с различным положением модели относительно клипа, не повлияло на характер выгорания.

Подведем итоги проведенного исследования. Применение методики регистрации излучения от пламени с помощью тепловизора, а также прямая и теневая регистрации структуры в зоне горения при взаимодействии ее со скачком уплотнения позволяют сделать вывод о механизме изменения интенсивности тепловыделения. Наличие скачка уплотнения не приводит к увеличению полноты сгорания, эта характеристика процесса (при неизменности параметров внешнего потока) зависит только от состава смеси в зоне рециркуляции. Можно говорить о дросселирующем воздействии скачка на поток продуктов сгорания, уходящих из зоны рециркуляции, в результате этого увеличивается количество воздуха, поступающего в зону реагирования, что приближает состав топливной смеси к стехиометрической и соответственно большему тепловыделению при исходной переобогащенной смеси (растет угол фронта пламени). Перемещение скачка уплотнения вверх по потоку относительно модели интенсифицирует тепловыделение за счет возрастания эффекта дросселирования путем более сильного воздействия изменения направления потока за скачком, о чем свидетельствуют и теневые снимки. Остается не совсем

ясным механизм срыва пламени при дальнейшем перемещении скачка вверх по потоку, хотя можно предположить, что воздействие потока воздуха за скачком приводит к сильному изменению структуры зоны рециркуляции, ее разрушению и обеднению горючим.

Поступила в редакцию 1/XII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. Чжен. Отрывные течения. М.: Мир, 1973.
2. В. А. Константиновский, С. С. Воронцов, П. К. Третьяков.— В кн.: Аэрофизические исследования. Вып. 6. Новосибирск, 1976.
3. М. А. Амелина, С. С. Воронцов. Всесоюз. симпозиум по методам аэрофизических исследований. Тез. докл. Новосибирск, 1976.
4. А. Гейдон. Спектроскопия пламен. М.: ИЛ, 1959.

### О ГОРЕНИИ АММОНИЕВЫХ СОЛЕЙ ХРОМОВОЙ КИСЛОТЫ

А. П. Глазкова, А. В. Савельев  
(Москва)

О горении неорганических соединений известно значительно меньше, чем органических. В работе [1] есть указания о способности к горению бихромата аммония, а в [2—4] изучалось горение моно-, би- и трихромата аммония при низких давлениях и в манометрической бомбе. Показано, что би- и трихромат аммония способны к горению уже при атмосферном давлении, в то время как монохромат в манометрической бомбе сгорал лишь частично. В работе [5] горение солей аммония изучено до давления  $p = 40$  МПа с целью проверки предположения об определяющей роли в формировании скорости горения величины окислительно-восстановительного потенциала. Предполагается, что все соли хромовой кислоты должны гореть с одинаковой скоростью, так как значение  $E_0$  при переходе  $\text{Cr}^{+3}/\text{Cr}^{+6}$  составляет одну и ту же величину, равную 1,33. Известно также [6], что бихромат аммония не чувствителен к удару и трению и не способен к детонации.

В настоящей работе горение аммониевых солей хромовой кислоты исследовано в диапазоне давлений  $0,1 \div 100$  МПа и более детально. Изучение горения подобных соединений представляет интерес прежде всего ввиду простоты их строения. Они содержат в молекуле в качестве горючего элемента водород; при полном сгорании аммониевых солей хромовой кислоты образуются лишь азот, вода и  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . Особенно интересен в этом отношении бихромат, имеющий нулевой кислородный баланс. Следует также отметить, что соли и окислы хрома известны, как наиболее эффективные катализаторы горения нитрата аммония и смесей на его основе [7—9]. Таким образом, аммониевые соли хромовой кислоты содержат в своей молекуле наряду с горючим и окислителем и катализатор горения. Исследование процесса горения этих солей представляет также интерес для выяснения роли хрома при окислении аммиака.

В качестве объекта исследования выбраны моно-, би-, три- и тетра-хромат аммония<sup>1</sup>. Указанные соли полидисперсны, для бихромата аммония изучено также влияние размера частиц на закономерности его горения.

Опыты проводились в бомбе постоянного давления по методике, разработанной и описанной в [10]. При атмосферном давлении скорость го-

<sup>1</sup> Монохромат и бихромат марки ч. д. а. Три- и тетрахромат аммония любезно предоставлены нам А. И. Лесниковичем и К. К. Коваленко, которым авторы выражают свою глубокую признательность.