

рис. 3. Интересно, что концентрация положительных ионов внутри «голубого» конуса при помещении пламени в электрическое поле также уменьшается [4]. Оказалось, что и концентрация нейтральных промежуточных продуктов горения H_2 и CO при наложении на пламя внешнего электрического поля изменяется (рис. 4). При этом внутри «голубого» конуса относительные концентрации H_2 и CO падают, а снаружи — увеличиваются независимо от полярности горелки.

Таким образом, установлено, что под влиянием внешнего электрического поля снижаются концентрации молекул H_2 и CO и уменьшается интенсивность излучения радикалов CH^* и C_2^* . Это позволяет предположить наличие на этапе подготовки топлива цепочки «обратной связи» типа: топливо — промежуточные продукты — активные частицы, в том числе CH^* и C_2^* — ионы — топливо или промежуточные продукты.

Поступила в редакцию
15/1 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Лаутон, Ф. Вайнберг. Электрические аспекты горения. М., Энергия, 1976.
2. А. Б. Фиалков, В. К. Муравлев, Б. С. Фиалков. — В сб.: Спектроскопия и прикладная физика. Караганда, Изд-во КазГУ, 1979.
3. Е. М. Степанов, Б. Г. Дьячков. Ионизация в пламени и электрическое поле. М., Металлургия, 1968.
4. Н. Д. Щербаков, Б. С. Фиалков. Тез. докл. 11 семинара по электрофизике горения. Караганда, 1979.

ВЛИЯНИЕ ПОДМЕШИВАНИЯ H_2 В ОСНОВНОЙ ПОТОК НА ДОННОЕ ДАВЛЕНИЕ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОМ ГОРЕНИИ

В. А. Константиновский
(Новосибирск)

Исследования процессов, происходящих при диффузионном горении водорода в сверхзвуковом потоке в плоском канале с внезапным расширением, достаточно подробно изложены в работе [1]. Показано, что при подаче водорода только через уступ в камере организуется двухслойное течение. Тепловыделение происходит в основном в дозвуковом слое ($\sim 70\%$), причем при коэффициентах избытка воздуха в камере $\alpha_k \geq 9$, пламя целиком помещается в канале и полнота сгорания $\eta = 0,98 \div 1,0$. При обогащении смеси ($\alpha_k < 9$) полнота сгорания резко снижается в связи с тем, что в пределах канала не завершается смешение.

Один из возможных способов изменения распределения топлива в потоке — подмешивание его части к воздуху в форкамере. Режим с таким распределением топлива является промежуточным между диффузионным и гомогенным горением. Естественно предположить, что такая схема подачи водорода не улучшит полноту сгорания при одинаковых суммарных коэффициентах избытка воздуха, но доля тепловыделения в сверхзвуковом слое может увеличиться.

Настоящая работа проведена на установке, описанной в [1]. Камера сгорания представляет собой канал прямоугольного сечения с размерами 40×60 мм длиной 1080 мм, высота уступа на входе 40 мм. Стенки камеры не охлаждаемые. Газообразный водород подавался в рабочую часть через щель ($3,25 \times 40$ мм) в верхней части уступа. Помимо основного водорода, пода-

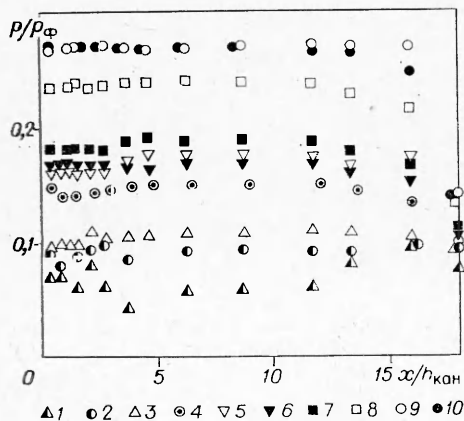


Рис. 1. Распределение статического давления по длине канала (h — высота канала).

ваемого за уступ (G''_{H_2}), часть водорода G'_{H_2} подмешивалась в воздух в форкамере без горения.

Эксперименты проводились при скорости основного потока на входе в камеру, соответствующей числу $M=2$, давлению в форкамере $p_{\Phi}=8$ ата и температуре $T=290$ К. Коэффициенты избытка воздуха для подмешиваемого основного и суммарного расхода водорода определялись соответственно из выражений

$$\alpha' = \frac{G_B}{G'_{H_2} L_0}; \quad \alpha'' = \frac{G_B}{G''_{H_2} L_0}; \quad \alpha_{\Sigma} = \frac{G_B}{(G'_{H_2} + G''_{H_2}) L_0},$$

откуда

$$\alpha_{\Sigma} = \frac{\alpha' \alpha''}{\alpha' + \alpha''},$$

и изменялись во время эксперимента: $\alpha' = 3,3 \div 24,3$; $\alpha'' = 4,4 \div 65,3$; $\alpha_{\Sigma} = 3,0 \div 16,6$. Здесь G_B — расход воздуха, L_0 — стехиометрический коэффициент. Относительный теплоподвод и полнота сгорания составляли соответственно 2,18—2,75 и 0,52—0,75.

В одномерном приближении тепловыделение характеризуется распределением статического давления по длине канала. На рис. 1 представлены наиболее характерные режимы.

Номер точки рис. 1	α'	α''	α_{Σ}	Номер точки рис. 1	α'	α''	α_{Σ}
1	21,7	47,6	14,9	6	22,0	7,8	5,2
2	9,5	47,6	7,9	7	15,1	6,4	4,4
3	9,8	22,1	6,8	8	4,3	9,6	3,0
4	24,3	10,3	7,3	9	5,7	5,8	2,8
5	6,0	14,2	4,2	10	6,4	6,4	3,2

Режимы 9, 10 соответствуют «тепловому заклиниванию» канала. Общепринятые методики обработки экспериментальных данных не позволяют получить киких-либо обобщающих зависимостей. Предлагаемый подход основан на чистом смешении без учета химических реакций.

Схема течения представлена на рис. 2: I — зона горения основного водорода; II — увеличение зоны горения за счет подмешивания части $\Delta G'_{H_2}$. Для зоны II фактический коэффициент избытка в конце зоны горения определяется из выражения

$$\alpha_{\Phi} = \frac{G_{B\Phi}}{G''_{H_2} L_0}, \quad (1)$$

где $G_{B\Phi}$ — расход воздуха, физически подмешанный в зону II.

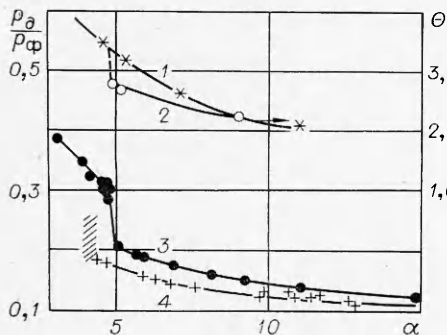


Рис. 3. Зависимость относительных подогрева и донного давления от коэффициента избытка воздуха.

1 — теоретический относительный подогрев, $\eta=1$; 2 — действительный подогрев; 3 — максимальное сопротивление; 4 — минимальное сопротивление.

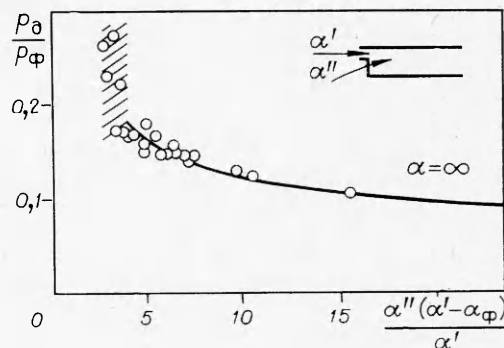


Рис. 4. Зависимость донного давления от распределенной подачи водорода ($\alpha_{\Phi} = 3,0$).

Для области течения (I+II) можно представить α_{Φ} как

$$\alpha_{\Phi} = \frac{G'_{\Phi}}{(G''_{H_2} + \Delta G'_{H_2}) L_0}, \quad (2)$$

где G'_{Φ} — воздух, фактически подмешанный в зону (I+II).

Долю подмешанного в форкамере водорода можно определить двояко

$$\Delta G'_{H_2} = \frac{G'_{\Phi}}{\alpha' L_0}, \quad (3)$$

$$\Delta G'_{H_2} = \frac{G'_{\Phi} - G_{\Phi}}{\alpha_{\Phi} L_0}. \quad (4)$$

Из уравнения баланса тепла получено выражение, характеризующее взаимосвязь режима с распределенной подачей с приведенным режимом.

$$\frac{1}{\alpha_{\text{пр}}} = \frac{1}{\alpha_{\Sigma}} - \frac{1}{\alpha'} + \frac{1}{\alpha'} \frac{\Delta G'_{H_2}}{G''_{H_2}}. \quad (5)$$

За приведенный режим принят такой гипотетический режим, при котором тепловыделение в канале такое же, как и в режиме с распределенной подачей. Для такого режима $\alpha_{\text{пр}}$ и соответствующий относительный подогрев определялись из рис. 3 по донному давлению, поскольку донное давление при прочих равных условиях однозначно характеризует тепловыделение (см. [3]).

Из уравнения (5) с учетом (1) — (4) можно определить

$$\alpha_{\text{пр}} = \frac{\alpha'' (\alpha' - \alpha_{\Phi})}{\alpha'}.$$

Общеизвестно (см., например, [2]), что для диффузионных факелов в конце зоны горения при полном сгорании ($\eta=1$) коэффициент избытка воздуха $\alpha \approx 3$. Так, для водорода при $\eta=0,99$ $\alpha=2,95$, а для пропана $\alpha=2,86$. Если принять, как и для неограниченных диффузионных факелов, $\alpha_{\Phi}=3$, то зависимость относительного донного давления от приведенного коэффициента избытка воздуха носит обобщающий характер (рис. 4).

Поступила в редакцию 6/II 1979,
после доработки — 4/IX 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. К. Баев, Г. В. Климчик и др. ФГВ, 1976, 12, 3.
2. К. Воль, К. У. Шипмэн.— В сб.: Процессы горения. Под ред. Б. Льюиса и др. М., 1961.
3. В. К. Баев, Г. В. Климчик и др.— В сб.: Физическая газодинамика. ИТПМ СО АН СССР. 1976.

«ИЗЭНТРОПА» РАЗГРУЗКИ НИТРОМЕТАНА

А. А. Воробьев, К. М. Михайлюк
(Черноголовка)

Нитрометан (НМ) широко используется при изучении процессов детонации как модельное взрывчатое вещество. Знание изэнтропы разгрузки НМ необходимо для расчетов времени задержки взрыва НМ за фронтом ударных волн с произвольным профилем давления, расчетов скорости распространения возмущений в ударно-сжатом веществе, оценки оптимальных размеров взрывных устройств, используемых в опытах.

Изэнтропу разгрузки НМ можно построить, определив зависимость лагранжевой скорости звука от давления:

$$c_{\text{Л}} = v_0 \cdot \sqrt{-(\partial p / \partial v)_s}, \quad (1)$$