

ДИФфуЗИОННОЕ ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА В ПЛОСКОМ КАНАЛЕ С ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ

В. К. Баев, Г. В. Климчик, В. А. Константиновский,
Е. А. Соловова, П. К. Третьяков

Использование плоского канала с внезапным расширением для изучения процесса горения в сверхзвуковом потоке воздуха позволяет проводить исследования при низких начальных температурах. Возникающая за уступом зона рециркуляционного течения обеспечивает устойчивое горение, а увеличение площади поперечного сечения канала способствует проведению исследований при относительно больших по сравнению с каналом постоянного сечения теплоподводах, так как затягивается наступление теплового заклинивания.

Экспериментальное исследование проводилось в канале, геометрические размеры которого приведены на рис. 1. Стенки канала не охлаждались. Регистрировались расходы воздуха и водорода, статическое и полное давление в сечениях $x=182$; 362 ; 542 ; 722 и 1060 мм; статическое давление по длине канала. Полное давление измерялось насадком с наружным диаметром 4 мм, внутренним — 0,8 мм. В выходном сечении ($x=1060$ мм) производились измерения полного давления и температуры (платина—платинородиевые термопары) с помощью гребенок, которые имели возможность поперечного перемещения (по оси z). Гребенки и насадок полного давления охлаждались водой. Для ведения оптических наблюдений пластины в боковых стенках канала заменялись кварцевыми стеклами. В сечениях, указанных выше, отбиралась проба на газовый анализ через отверстия в боковых стенках и насадком полного давления. Емкости для отбора предварительно вакуумировались. Представительность пробы определялась сопоставлением результатов газового анализа при многократном отборе из каждой точки. Содержание водорода в «сухих» продуктах сгорания определялось на хроматографе, а кислорода — на ВТИ-2. Концентрация азота находилась из соотношения $r_{N_2} = 1 - r_{H_2} - r_{O_2}$. Режим воспроизводился по коэффициенту избытка воздуха (α) с точностью $\pm 5\%$. Пламя фотографировалось на пленку «Фото-65» без светофильтра и через светофильтр «Hg-436». Качественная структура течения была получена с использованием теневого прибора «Карл Цейс, Иена» с диаметром поля 80 мм, который перемещался по длине канала.

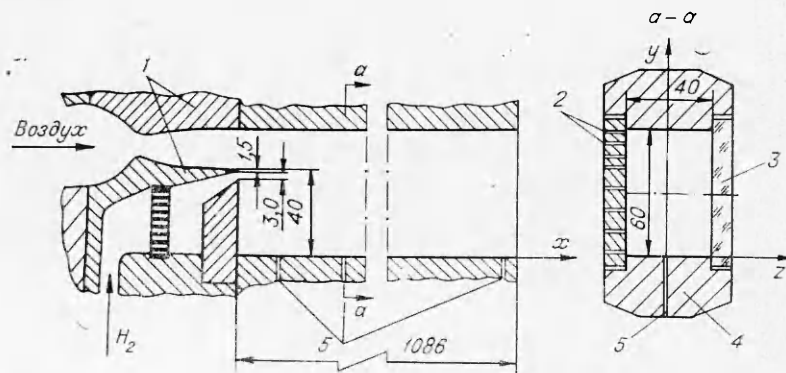


Рис 1. Схема установки.

1 — сопловые вставки; 2 — дренажные отверстия на боковой пластине; 3 — кварцевое стекло; 4 — корпус; 5 — дренажные отверстия на нижней стенке канала.

Все эксперименты проводились при давлении воздуха в форкамере $P=8,0$ ат. Статическое давление на выходе из канала было меньше атмосферного (на режимах без горения) и определялось сопротивлением выхлопного тракта и режимом работы эжектора, давление в котором поддерживалось постоянным. Температура воздуха и водорода менялась $t=6\div 26^\circ\text{C}$. При $\alpha < 4$ наблюдалось качественное изменение режима горения. В работе приводятся результаты исследований при $\alpha > 4$. Наиболее полно исследовался режим $\alpha=9$.

Обработка результатов измерений сводилась к расчету местных значений скорости (u), числа Маха (M), температуры (T), коэффициента избытка воздуха (α) и плотности (γ). По результатам газового анализа «сухих» продуктов сгорания находился «мокрый» состав [1], температура, молекулярный вес (μ), α , показатель адиабаты (при $\alpha \approx 9,0$ $\kappa=1,29\div 1,4$) и полнота сгорания как отношение весовых долей воды $\eta = \frac{g_{\text{H}_2\text{O}}}{g_{\text{H}_2\text{O}}^T}$ (теоретическое значение $g_{\text{H}_2\text{O}}^T = \frac{9}{1 + \alpha L_0}$ для $\alpha \geq 1$ и $g_{\text{H}_2\text{O}}^T = \frac{9\alpha}{1 + \alpha L_0}$ для $\alpha \leq 1$; $L_0=34,48$ — стехиометрический коэффициент).

Было показано, что состав продуктов сгорания при отборе со стенки удовлетворительно совпадает с составом при отборе одиночным насадком и гребенкой. В нижних сечениях ($x=182; 362$ мм) такого соответствия не было. В литературе [2, 3] имеются теоретические и экспериментальные данные, показывающие, что при отборе пробы газа из областей с большими градиентами концентраций диаметр насадка влияет на результаты измерений. Чем больше диаметр насадка, тем существеннее отличие замеренной концентрации от действительной. В настоящем случае для ближних ко входу в канал сечений, кроме больших градиентов концентраций, имеет место значительный градиент скорости из-за наличия зоны рециркуляции, ее протяженность при горении составляет приблизительно 250 мм. Возможно, что это было причиной вибрации насадка, которая наблюдалась в экспериментах. В свою очередь, вибрация приводила к увеличению размера области, из которой отбиралась проба, что и могло быть причиной указанного выше несоответствия.

Вопрос о достоверности газового анализа пробы, отбираемой насадком при горении в сверхзвуковом потоке воздуха, обсуждался в [4, 5], где отмечена возможность догорания за прямым скачком, возникающим перед насадком. Однако в условиях описываемых экспериментов горение идет, как это будет показано ниже, в основном в дозвуковом потоке (приблизительно 70% тепловыделения), а в сверхзвуковом потоке — при числах M , немного превышающих единицу, когда интенсивность прямого скачка мала. При отборе со стенки прямой скачок и вызываемое им догорание отсутствуют. Догорание в трубке насадка и трубках, идущих от стенки, мало, так как насадок интенсивно охлаждался водой, а стенка в процессе эксперимента не нагревалась выше 300°C , наружные трубки имели комнатную температуру (толщина стенки 10 мм).

Косвенным подтверждением правомерности использования результатов газового анализа для расчета параметров потока в сечении (u , T , α , η) является удовлетворительное совпадение измеренных расходов с рассчитанными путем интегрирования профилей γu и $\gamma u / \alpha L_0 + 1$ по сечению (табл. 1).

Т а б л и ц а 1

x , мм	Расчет		Измерения	
	G_B , г/с	G_{H_2} , г/с	α_Σ	G_{H_2} , г/с
362	880	3,37	9,0	2,86
542	1010	3,15	9,0	2,86
722	920	2,71	9,0	2,86
1060	950	2,84	9,0	2,86
1060	990	5,35	5,2	4,95
1060	980	6,1	4,6	5,6

П р и м е ч а н и е. G_D (измеренное) = 890 г/с.

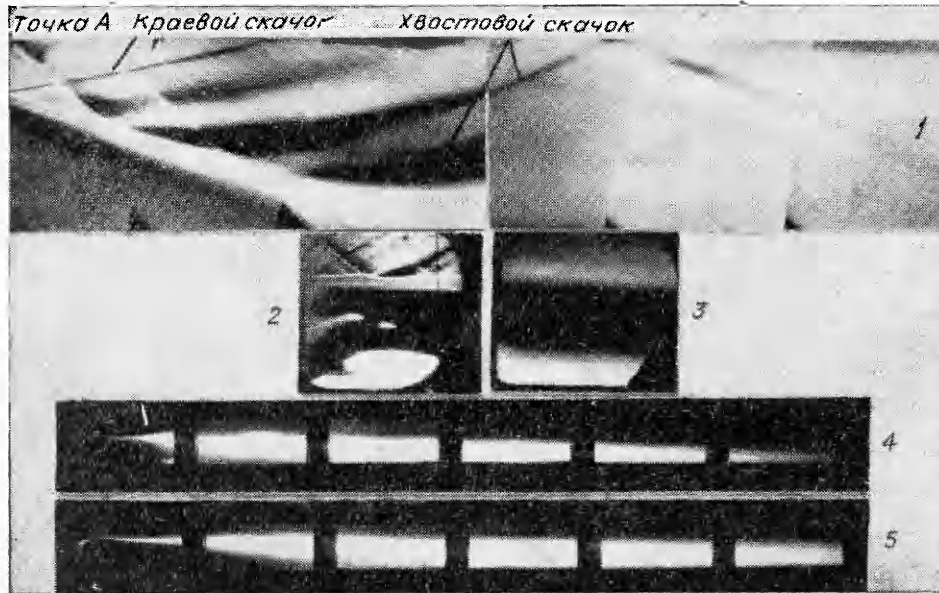


Рис. 2. Визуализация течения в канале.

1 — $\alpha=9,0$ без горения, тепловый снимок; 2, 3 — $\alpha=9,0$ с горением, вход в канал и конец канала соответственно, тепловый снимок; 4, 5 — прямые фотографии пламени, $\alpha=9, \alpha=4,6$ соответственно.

Измеренные поля полных давлений и температур в выходном сечении канала показали, что существует неравномерность потока в поперечном направлении (по оси z). Коэффициент восстановления полного давления (σ) значительно меняется по оси y . Так, для случая без горения $\sigma=0,2 \div 0,5$, причем максимальное значение σ соответствует координате $y=25$ мм. При горении это изменение становится более существенным. Максимум смещается вверх по оси y , что обусловлено перестройкой течения, $\sigma=0,7 \div 0,8$ при $y=50$ мм. Температурная неравномерность (смещение максимума температуры относительно оси канала по z) возможно вызвана неравномерностью распределения водорода вдоль щели. Это предположение экспериментально не проверялось.

Температуры, найденные по результатам газового анализа, несколько больше температур, измеренных термопарами, что можно объяснить теплоотводом в стенку канала.

Течение в канале с внезапным расширением имеет много общего с обтеканием уступа полуограниченным потоком. Поворот потока у кромки уступа (течение Прандтля — Майера) вызывает понижение давления в донной области. На теневом снимке течения (рис. 2, 1) виден краевой скачок уплотнения, который наблюдался и при отсутствии вдува водорода. Наличие его отмечалось ранее (см., например, [6, 7]). При вдуве водорода краевой скачок уплотнения изменяет свой угол наклона к направлению течения. Хвостовой скачок уплотнения замыкает течение расширения, вызывая, как и при обтекании уступа полуограниченным потоком, увеличение статического давления на нижней стенке канала (см. повышение давления при $x=0 \div 100$ мм, рис. 3 для $\alpha=\infty$ и $\alpha=8,5$ без горения). Дальнейшее изменение статического давления по длине обусловлено формой канала, взаимодействием хвостового скачка уплотнения со стенками канала и трением. На рис. 2, 1 отчетливо виден скачок уплотнения, возникающий в месте стыка (точка А) верхней сопловой вставки и канала из-за неплавного перехода профиля сопла в плоскость стенки. Скачок взаимодействует с вязким сжимаемым

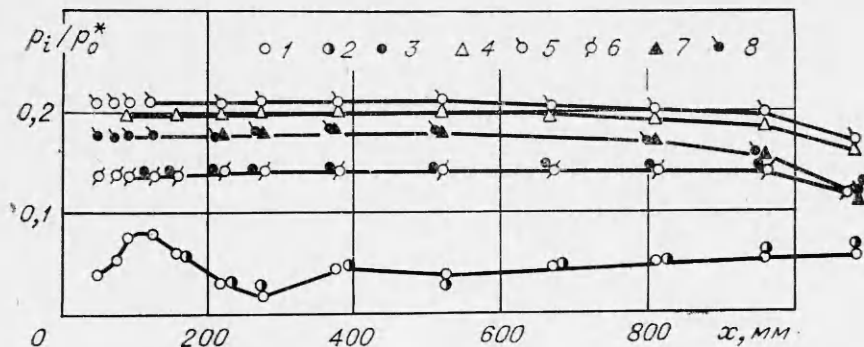


Рис. 3. Изменение статического давления по длине канала.

Без горения: 1 — $\alpha = \infty$, 2 — $\alpha = 8,5$; с горением: 3 — $\alpha = 9,0$, 4 — $\alpha = 5,2$, 5 — $\alpha = 4,6$ (с гребенкой полных давлений), 6 — $\alpha = 9,0$, 7 — $\alpha = 5,2$, 8 — $\alpha = 4,6$ (без гребенки полных давлений).

слоем, вызывает его утолщение, отражается от него в виде волн расширения, замыкающихся волной сжатия. Вдув водорода (при отсутствии горения) не вызывает существенного изменения структуры течения. Статическое давление по длине и поперек канала изменяется незначительно. Несколько увеличивается давление за уступом, что приводит к более плавному расширению потока. Тем не менее на выходе из канала распределение чисел M со вдувом и без вдува водорода практически не меняется.

При горении происходит качественное изменение структуры течения. Повышение давления за уступом приводит к вырождению течения расширения. Интенсивность «краевого» скачка увеличивается. Механизм возникновения «краевого» скачка обычно объясняется либо местным перерасширением потока в угловой точке, либо возникновением местной зоны отрыва [6, 7]. При горении в подобной ситуации [8] такой скачок обязан своим существованием пламени («flame — shock»). Теневые снимки течения (см. рис. 2, 2, 3) показали, что оно носит двухслойный характер.

Увеличение теплоподвода в канале (уменьшение коэффициента избытка воздуха) вызывает общее повышение статического давления по длине (см. рис. 3). Происходит незначительное повышение давления приблизительно до середины канала и заметное понижение на расстоянии 100–150 мм от выходного сечения. Характер изменения статического давления (при данных α) качественно не соответствует диффузионному горению в сверхзвуковом потоке в канале постоянного сечения, для которого характерно плавное увеличение статического давления [9–11]. Однако понижение давления в конце канала наблюдалось и при проведении экспериментов в канале $F = \text{const}$ [10, 11]. Рис. 3 иллюстрирует влияние гребенки полных давлений, установленной в выходном сечении канала, на распределение статического давления. При наличии гребенки уровень статического давления выше, что можно связать только с загромождением поперечного сечения. Этот факт является также косвенным доказательством возможного влияния выхлопного тракта на распределение статического давления в канале. Прямые фотографии пламени (рис. 2, 4, 5) показали, что при уменьшении α пламя занимает большое поперечное сечение канала, примыкая к нижней стенке.

Двухслойность течения подтверждается приведенным на рис. 4 распределением рассчитанных параметров потока в различных сечениях канала. Условно течение в канале можно разделить поверхностью с $M = 1$ на две области. В верхней части канала поток сверхзвуковой,

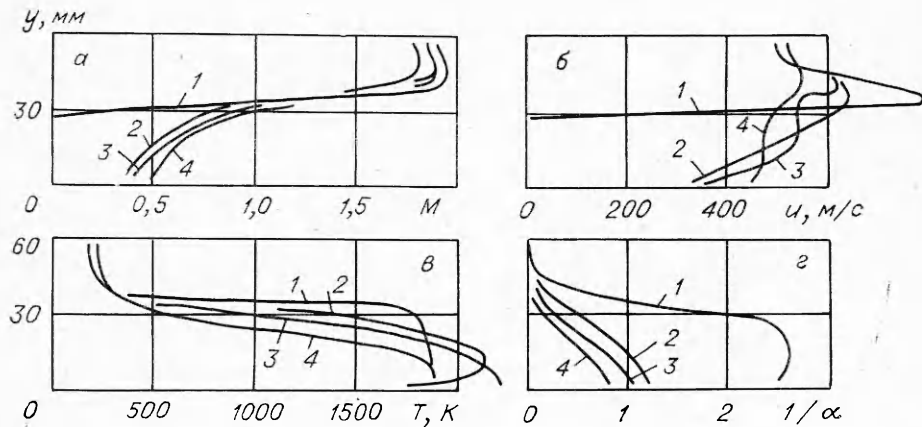


Рис. 4. Распределение параметров по сечению канала.
 x , мм: 1 — 182, 2 — 362, 3 — 542, 4 — 722.

в нижней — дозвуковой. В сверхзвуковой части потока M падает вниз по потоку, в дозвуковой — увеличивается (рис. 4, а). При этом доля сечения канала, занятая дозвуковым потоком, незначительно уменьшается к выходному сечению. Сложным образом меняется скорость потока (рис. 4, б). Явно выраженный максимум скорости в сверхзвуковой области сглаживается вниз по потоку. В дозвуковой части скорость меняется немонотонно. В сечениях 542 и 722 мм заметна тенденция к появлению максимума скорости, который становится явным в выходном сечении и смещается к нижней стенке канала (см. также рис. 7, б для $\alpha=9$). Реакция проходит в тонком слое. Об этом свидетельствует наличие значительного температурного градиента (см. рис. 4, в, $x=182$ мм). Вниз по потоку температурный профиль становится более плавным, а температурный максимум смещается к нижней стенке канала и в сечениях 362 и 542 мм соответствует координате (y) стехиометрического состава ($\alpha=1$, рис. 4, г).

Основная масса потока идет в сверхзвуковой области течения (рис. 5, а). Некоторое перераспределение потока наблюдается к выходному сечению. При горении увеличивается протяженность зоны рецир-

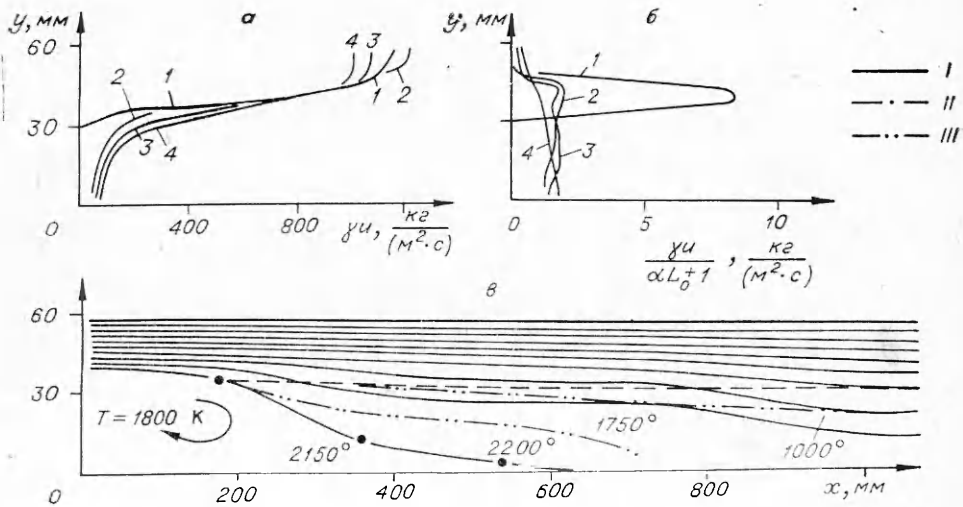


Рис. 5. Распределение потоков смеси (а) и водорода (б) по сечениям канала, линии тока в канале при $\alpha=9,0$ (в).

x , мм: 1 — 182, 2 — 362, 3 — 542, 4 — 722. I — $M=1$, II — $\alpha=1,0$, III — изотермы.

куляционного течения. Без горения она составляла приблизительно 80 мм (см. рис. 2, 1). С горением при $\alpha=9$ на расстоянии 182 мм она занимает половину сечения канала. Положение точки, в которой скорость потока равна нулю, было определено по равенству статического и полного давления. Расход смеси в зоне рецир-

Т а б л и ц а 2

$x, \text{ мм}$	$G_{\text{H}_2}^{\text{сг}}/G_{\text{H}_2}$		$G_{\text{H}_2}^{\text{нс}}/G_{\text{H}_2}$	
	$M>1$	$M<1$	$M>1$	$M<1$
362	0,222	0,622	0,092	0,064
542	0,248	0,632	0,089	0,931
722	0,325	0,627	0,037	0,011
1060	0,327	0,650	0,017	0,006

куляции G_p можно оценить из условия $G_p = \int_{F(y=30 \text{ мм})}^{F_k} \gamma u dF - G_{\text{н}}$, где F_k — площадь поперечного сечения канала, а $G_{\text{н}}$ — сумма измеренных расходов воздуха и водорода. Средняя скорость возвратного течения оказалась равной приблизительно 120 м/с, $\alpha=0,4$, $\eta=0,95 \div 1,0$, а $T=1800 \div 2000$ К (данные относятся к сечению $x=182$ мм).

На рис. 5, б приведено распределение потока водорода по сечению на различных расстояниях от входа в канал. Наличие максимума при $x=182$ мм соответствует сосредоточенному вдуву водорода. В дальних сечениях происходит размывание потока водорода поперек канала, причем диффузия в сверхзвуковую часть потока менее интенсивна, чем в дозвуковую. Однако к выходному сечению (см. также рис. 7, г) водород обнаруживается по всей высоте канала. В случае вдува без горения распределение потока водорода более неравномерно. Улучшение перемешивания при горении отмечается также в работе [12]. Этому способствует увеличение протяженности зоны рециркуляции при горении, что отмечалось выше, и наличие дозвуковой области, занимающей половину сечения канала.

На рис. 5, в приведены линии тока в канале при горении ($\alpha=9$): Расстояние между соседними линиями соответствует 0,1 суммарного расхода. Координаты линий тока находились из кривых интегрирования потока массы по сечению. Там же нанесена линия $M=1$, условно разделяющая поток на дозвуковую и сверхзвуковую части, линии $\alpha=1,0$ и изотермы $T=1750$ и 1000 К. Координаты линии $M=1$ и изотермы $T=1000$ К приблизительно совпадают в первых трех сечениях (182, 362 и 546 мм). Это дает основание предположить, что горение в сверхзвуковой части потока осуществляется при M лишь немного выше единицы. Заметное искривление линий тока в конце канала, по-видимому, связано с влиянием эжектора, установленного в выхлопном тракте. Из распределения потока водорода и полноты сгорания по сечениям канала было найдено количество сгоревшего и несгоревшего водорода в сверхзвуковой и дозвуковой частях потока (табл. 2). Уменьшение количества несгоревшего водорода в сверхзвуковой части потока свидетельствует о наличии горения при $M>1$. Кривые выгорания по длине канала для

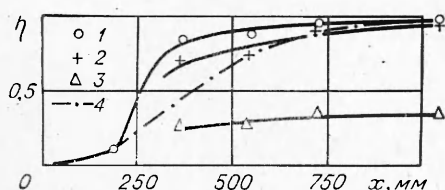


Рис. 6. Выгорание в канале при $\alpha=9,0$. 1 — $\eta_{\text{ср}}$; 2 — $\eta_{M>1}$; 3 — $\xi_{M>1}^i/q^i$; 4 — $\eta_{\text{ср}}$ (по фотометрированию).

всего потока и в сверхзвуковой части потока приведены на рис. 6. На длине канала приблизительно 700 мм сгорает 95% водорода. К выходному сечению канала доля тепла в сверхзвуковой части потока составляет ~35% общего тепловыделения в канале.

Как уже отмечалось, в процессе эксперимента производилось прямое фотографирование пламени через светофильтр «Hg-436» на пленку

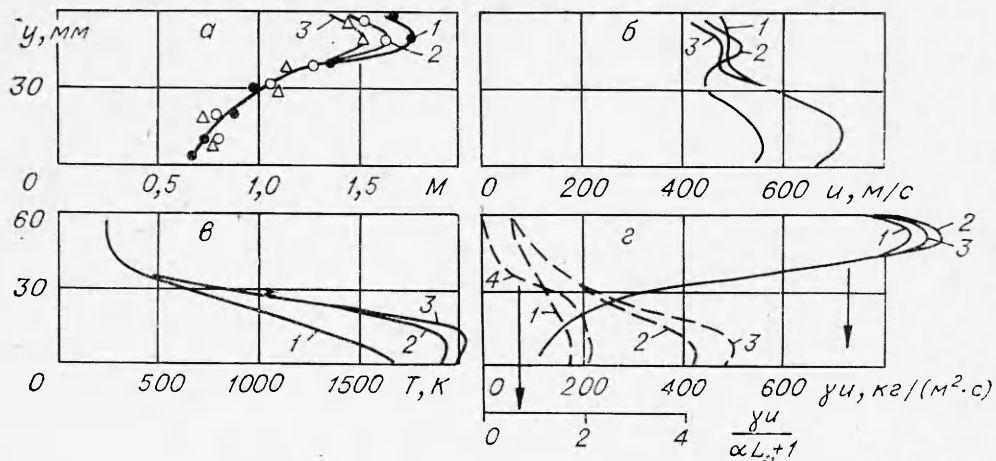


Рис. 7. Распределение параметров в выходном сечении канала. С горением: 1 — $\alpha=9,0$, 2 — $\alpha=5,2$, 3 — $\alpha=4,6$; без горения: 4 — $\alpha=9,0$.

«Фото-65» с выдержкой 16 с. Полоса пропускания светофильтра находится в диапазоне длин волн $\lambda=5461 \div 4047 \text{ \AA}$ с максимумом пропускания (42%), соответствующим $\lambda=4358 \text{ \AA}$ (на краях указанного диапазона относительная интенсивность пропускания $0,5 \div 0,04\%$). Предварительный анализ чистоты водорода на масспектрографе МСХ-4 показал наличие в нем серы. Известно [13], что небольшое содержание серы (1 часть на $4 \cdot 10^6$ частей водорода) вызывает голубое свечение водородных пламен, что связывается с реакцией $\text{H} + \text{H} + \text{S}_2 = \text{S}_2^* + \text{H}_2$. Наибольшая интенсивность высвечивания возбужденных молекул S_2^* лежит в диапазоне $\lambda=3700 \div 4800 \text{ \AA}$. Эта полоса попадает в диапазон пропускания использованного светофильтра. По методике [14] была найдена полнота сгорания в различных сечениях по фотометрированию на микрофотометре МФ-4 негатива пламени при $\alpha=9$. Результаты (см. рис. 6) показали, что полнота сгорания существенно отличается от найденной экспериментально. Причина расхождения объясняется наличием пыли в воздухе, которая, раскаляясь в зоне горения, высвечивает во всем диапазоне длин волн сплошного спектра, тем самым внося определенные искажения. Это подтверждается визуальным наблюдением оранжевого шлейфа в конце канала, хотя горение заканчивается на длине $x=700 \div 750 \text{ мм}$ (для $\alpha=9,0$).

Уменьшение коэффициента избытка воздуха не приводит к качественному изменению структуры течения в выходном сечении канала,

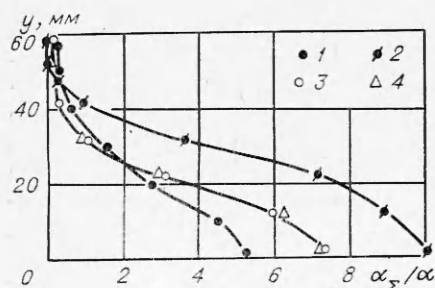


Рис. 8. Изменение относительного коэффициента избытка воздуха.

1 — $\alpha=9,0$; $\eta=0,98$; $x=1060 \text{ мм}$; 2 — $\alpha=9,0$; $\eta=0,84$; $x=362 \text{ мм}$; 3 — $\alpha=5,2$; $\eta=0,79$; $x=1060 \text{ мм}$; 4 — $\alpha=4,6$; $\eta=0,71$; $x=1060 \text{ мм}$.

М в сверхзвуковой части канала несколько уменьшается (рис. 7, а). В нижней части канала в диапазоне изменения $\alpha=4,6 \div 9,0$ число Маха практически не изменяется. Остается неизменной и доля сечения канала, занятая сверхзвуковым потоком. Отмеченная выше (для $\alpha=9,0$) тенденция к появлению максимума скорости в дозвуковой части потока при $\alpha=4,6$ и $5,2$ проявляется сильнее. Скорость потока в дозвуковой части значительно превышает скорость в сверхзвуковой части (рис. 7, б). Температурные профили и рас-

пределение потоков всей массы и массы водорода (рис. 7, в, г) подобны. Температура в нижней части канала и неравномерность распределения потока водорода увеличиваются. Следует отметить, что в случае отсутствия горения существует универсальность в распределении относительной концентрации поперек канала.

На рис. 8 приведены профили α_z/α в выходном сечении канала для $\alpha_z=9,0; 5,2; 4,6$ и в сечении $x=362$ мм (для $\alpha_z=9$), где средняя полнота сгорания приблизительно равна значению η при $\alpha_z=5,2$. Рассмотрение приведенных данных показывает, что подобной универсальности при горении нет. На рис. 9 приводятся некоторые суммарные характеристики течения в выходном сечении канала в зависимости от коэффициента избытка воздуха. С уменьшением α_z уменьшается относительное количество водорода в сверхзвуковой части потока, слабее уменьшается относительный полный импульс и практически не меняется относительный расход смеси в сверхзвуковой части потока. Несмотря на уменьшение средней по сечению полноты сгорания (см. рис. 9), относительный теплоподвод \bar{q} в канале (как показали расчеты) с уменьшением α_z увеличивается (при $\alpha_z=9,0$ $\bar{q}=2,24$, а при $\alpha_z=4,6$ $\bar{q}=2,82$).

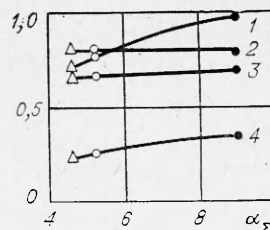


Рис. 9. Изменение характеристик течения в выходном сечении канала в зависимости от суммарного коэффициента избытка воздуха.

1 — η ; 2 — $G_{M>1}/G$; 3 — $J_0^{M>1}/J_0$; 4 — $G_{H_2}^{M>1}/G_{H_2}$.

ИТ и ИМ СС АН СССР,
Новосибирск

Поступила в редакцию
18/VI 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Димитров. ФГВ, 1971, 7, 1.
2. Tetsui Janagi. Combustion and Flame, 1972, 19, 1.
3. Tetsui Janagi, Jochi Mimura. Combustion and Flame, 1972, 18, 3.
4. С. И. Рожницкий, В. Н. Строкин. ФГВ, 1974, 10, 4.
5. T. Howells. Sampling of Combustion Cases Fuel Soc, 1964, 15, 3.
6. F. R. Hamma. AIAA J., 1968, 6, 2.
7. А. И. Швеиц. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, 6.
8. Billing F. S. The Johns Hopkins University Appl. Phys. Lab. Techn. Memor., 1967, 6, p. 912.
9. Б. П. Леонов, С. В. Штейнман, А. В. Кумекоев. ФГВ, 1971, 7, 4.
10. В. А. Чернов, Е. Н. Киселева. В сб.: Кинетика и аэродинамика процессов горения топлив. М., «Наука», 1969.
11. J. Swithenbank. Proc. of the Int. Council of the Aer. Sc. III Congress, Stockholm, 1962, London, 1964.
12. В. Н. Строкин. В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
13. А. Гейдон. Спектроскопия пламени. М., 1959.
14. Ю. В. Игнатенко, В. Ф. Соколенко. ФГВ, 1971, 7, 4.