

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ В КАНАЛЕ ПРИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СКОРОСТИ НА ВХОДЕ

В. К. Баев, П. К. Третьяков, В. В. Шумский

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск

Изложены результаты исследований горения в каналах, связанных с явлениями, аномальными для установившихся в среднем турбулентных потоков: нестационарность тепловыделения, двухслойность течения, колебания столба газа различной интенсивности и частоты. При некоторых условиях такие явления приводят к значительным перераспределениям энтальпии и давления торможения на выходе из камеры сгорания, что существенно сказывается на интегральных характеристиках камеры сгорания.

Известны нестационарные явления, возникающие в камере сгорания (КС) различных типов двигателей и топочных устройств, обусловленные процессом горения. Иногда неустойчивость горения переходит в режим установившихся периодических колебаний. Такой режим горения принято называть вибрационным [1]. Как правило, эти режимы нежелательны для КС, хотя имеются попытки использования нестационарности горения для технических приложений.

Спектр частот колебаний светящихся фронтов пламени, наблюдаемых при турбулентном горении заранее перемешанных смесей топлива с окислителем [2] и при диффузионном протекании процесса [3], связан с физико-химическими свойствами топлива. Фотографии пламени с выдержкой $\approx 0,001$ с (см. [2]) свидетельствуют о нестационарности его границ. В [2] установлена связь частоты колебаний с характерным временем горения τ_r :

$$f = \frac{1}{\sqrt{\theta_0}} \sqrt{\frac{u_0}{d\tau_r}}$$

Здесь θ_0 — отношение плотности продуктов сгорания к плотности свежей смеси; u_0 — скорость потока в устье камеры сгорания; d — поперечный размер устья; $\tau_r \sim \delta/u_n$, где δ — толщина ламинарного фронта пламени для данного коэффициента избытка воздуха α , u_n — нормальная скорость пламени, $u_n = f(\alpha)$. В [3] приведены данные о положении диффузионного факела газообразного топлива, оторвавшегося от кромок сопла. В экспериментах наблюдалось две более или менее ярко выраженные частоты колебаний точек поджога. Низкая частота связана с наличием крупных вихрей на

краю струи. Проведено измерение частот для различных газов (пропан, водород), размеров сопел и скоростей истечения в затопленное пространство. С учетом механизма распространения пламени в турбулентном потоке установлено, что высокая частота колебаний равна $f = 8/\tau_r$, где τ_r — время горения смеси в точке поджога.

Эти примеры служат основанием для вывода о том, что наблюдаемые частоты колебаний зон горения являются одним из основных свойств реагирующих течений. Ниже приведены результаты экспериментов, которые показывают возможность существования аномальных режимов горения, сопровождающихся резким изменением структуры потока, что, по видимому, связано с нестационарностью течения и проявлением резонансных явлений.

ГОРЕНИЕ В КАНАЛАХ С ВНЕЗАПНЫМ РАСШИРЕНИЕМ (ПРИСОЕДИНЕННЫЙ ТРУБОПРОВОД)

Гомогенное горение водородовоздушных смесей при околосвуковых скоростях потока на входе в канал. Условия эксперимента подробно изложены в [2]. Гомогенная смесь воздуха с горючим газом поступала в канал с поперечным сечением 40×62 мм. Устье канала образовывалось стабилизаторами пламени, представляющими в поперечном сечении четверть круга. В опытах с водородом размер устья 12,5 мм. Полная длина канала 765 мм. Однако при исследовании горения водородовоздушных смесей канал был укорочен до 260 мм за счет установки только четырех кварцевых стекол. Необходимость в этом вызвана возникновением сильных пульсаций, разру-

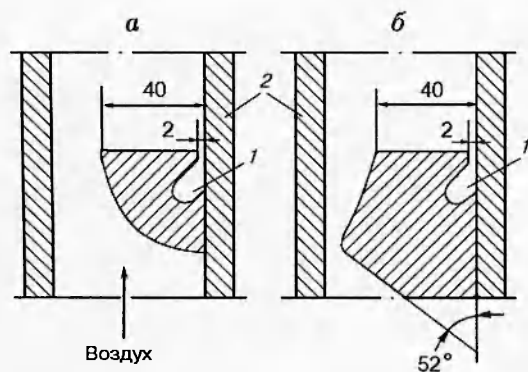


Рис. 1. Схемы входных устройств для звуковой вставки (а) и вставки с $M_n = 2,66$ (б):

1 — подача водорода; 2 — канал

шающих оптические окна для наблюдения за пламенем, и невозможностью установления стационарного режима горения. Визуальные наблюдения и фотографии пламени показали, что, несмотря на дозвуковую скорость в устье канала ($u_0 = 224 \div 296$ м/с, $\alpha = 1,41 \div 1,49$), передний фронт пламени имеет геометрию, указывающую на возникновение волновых структур, характерных для нерасчетного истечения. Избыток давления во входном сечении канала также свидетельствует о возможности реализации режимов истечения с недорасширением струи. Отметим, что такие режимы горения в укороченном канале также сопровождались звуковыми колебаниями, но значительно меньшей интенсивности, чем в длинном канале. Уменьшение коэффициента α приводило к резкому усилению интенсивности шума и нестационарности процесса горения. Оценки показали, что в этих режимах средняя скорость потока в сечении за зоной горения близка к скорости звука.

Диффузионное горение водорода. Диффузионное горение водорода изучалось, как и при горении диффузионных смесей, в канале с сечением 40×62 мм. Отличие состояло в геометрической форме входной части. Схемы входных устройств приведены на рис. 1. Пламя стабилизировалось уступом, высота которого постоянна для обоих случаев и равна 40 мм. Водород подавался через щель высотой 2 мм между основанием уступа и стенкой канала. В процессе опытов измерялись расход газа и температуры сред, давление в форкамере, профили полных давлений и температур в выходном сечении канала (при работе со вставкой на число

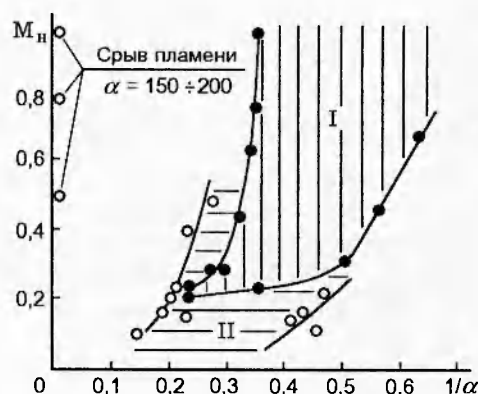


Рис. 2. Область возникновения сильных пульсаций (канал со звуковой вставкой):

$L_k = 630$ (I), 520 мм (II)

Маха $M = 2,66$), распределение давления вдоль канала на его стенке.

Рассмотрим основные результаты. Прежде всего, выделим режимы возникновения сильных пульсаций. Уровень шума и частота звуковых колебаний в опытах не измерялись. Условно к режимам сильных пульсаций относим режимы, когда изменялся однородный шум выхлопной струи и появлялись определяемые на слух низкочастотные колебания, сопровождающиеся резким усилением звука. Область их существования в зависимости от входной скорости и коэффициента избытка воздуха показана на рис. 2. Видно, что уменьшение длины канала L_k на 110 мм приводит к расширению области пульсаций при низких скоростях течения. Возможно это связано с изменением длины зоны горения. С увеличением скорости потока область неустойчивого горения расширяется при увеличении расхода водорода (уменьшении α).

При сверхзвуковой скорости воздушного потока на входе в канал ($M_n = 2,66$) в диапазоне $\alpha = 14,6 \div 3,62$ наблюдалось anomальное поведение параметров в выходном сечении канала. Распределение чисел Маха, полных давлений и температуры приведены на рис. 3. Горизонтальными штрихами на кривых отмечены средние значения соответствующих параметров потока, вычисленные по методике осреднения [4] с сохранением расхода газа, полной энергии и импульса одинаковыми в исходном и осредненном потоках. При всех значениях α поток на выходе из канала имеет среднюю скорость, соответствующую $M < 1$, од-

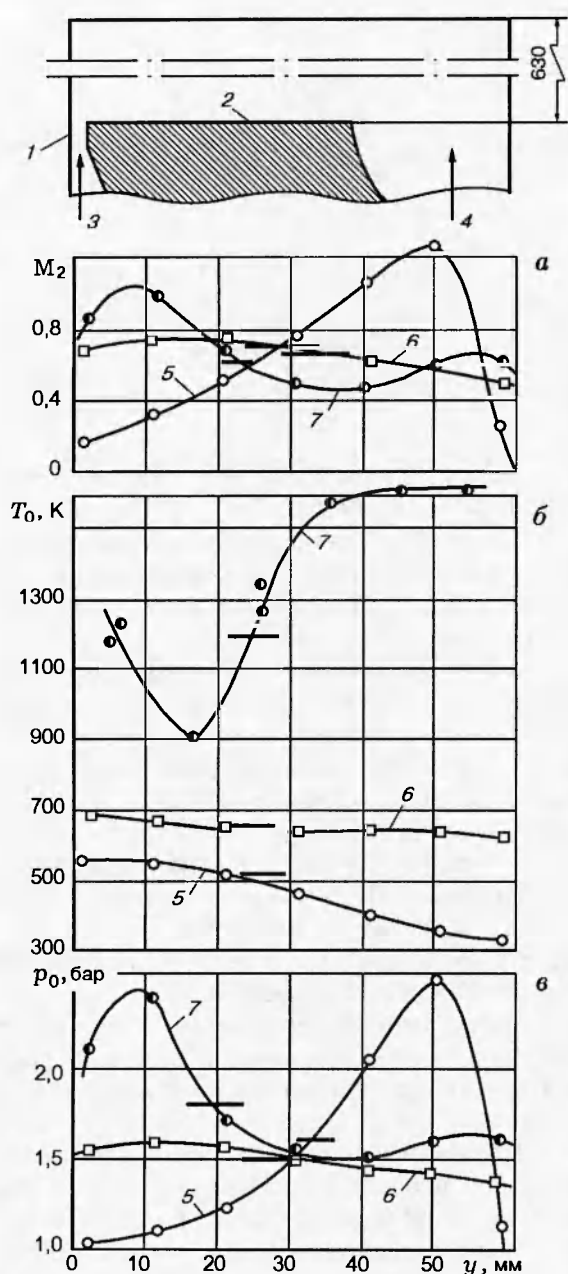


Рис. 3. Параметры в выходном сечении канала (вставка с $M_n = 2,66$):

a — числа Маха, b — температура торможения, c — давление торможения; 1 — канал, 2 — уступ, 3 — подача водорода, 4 — воздух, 5 — $\alpha = 14,6$, 6 — $\alpha = 6,38$, 7 — $\alpha = 3,62$

нако существенно неоднороден. Возможно наличие сверхзвуковых областей течения. Происходит существенное изменение структуры течения, которое сопровождается перераспределением температуры и давления. Область повышенной температуры смещается в сторону, соответствующую ядру воздушного потока, а полное давление — в сторону течения за уступом. Пока объяснение механизма такой перестройки течения в канале не найдено. Замечено усиление шума при уменьшении α .

Более подробно поля течения изучены в канале с входным соплом, соответствующим $M_n = 2,0$. Основные результаты изложены в [5, 6]. Здесь приведены только некоторые данные, имеющие отношение к затронутой в настоящей работе теме.

Течение в таком канале имеет следующие особенности: существенная неравномерность распределения параметров в сечении и двухслойный характер течения. При $\alpha < 30$ слой с дозвуковой скоростью потока распространяется от уступа до выходного сечения канала и может служить проводником передачи возмущений от сверхзвукового течения. Нестационарность положения фронта горения подтверждена прямотеневой кинограммой с временем экспозиции $2 \cdot 10^{-6}$ с. Анализ кинокадров показал, что турбулентный слой совершает поперечные колебания с амплитудой, в 3–4 раза превышающей его толщину.

Наибольший интерес представляет характер течения в случае предельного теплоподвода в канале (режим «теплового» заклинивания, когда в каком-либо сечении канала среднерасходная скорость потока становится звуковой). Оценки и детальный анализ параметров течения показали, что скорость звука на выходе из канала реализуется при $\alpha = 4,2 \div 4,4$. Этот режим горения сопровождается резким увеличением давления за уступом и возникновением низкочастотных колебаний. Уменьшение α приводит к увеличению угла наклона скачков уплотнения, возникающих на кромках сопла, и к появлению зоны отрыва на верхней стенке канала. При $\alpha \approx 3,5$ образуется прямой скачок уплотнения, и интенсивность колебаний уменьшается. Этот процесс сопровождается изменением положения зоны горения в канале (зона горения смещается к верхней стенке канала) и уменьшением длины пламени. Можно предположить, что неустойчивость (нестационарность) течения в канале обусловлена возникновением одновре-

менно в нескольких сечениях канала местных звуковых скоростей течения. Уменьшение зоны горения свидетельствует об изменении характера выгорания (интенсивности тепловыделения по длине зоны). Такое изменение для режимов, близких к тепловому запираанию, находит подтверждение в опытах других исследователей. Известно [7], что при сверхзвуковых скоростях на входе в канал постоянного сечения, как правило, реализуется псевдоскачковый режим горения. Анализ экспериментов ряда работ (например, [8]), выполненный в [7], показал, что в режиме теплового запираания, когда область тепловыделения смещается к началу канала, изменяется ход функции тепловыделения. Это изменение сопровождается уменьшением длины пламени. Заметим, что для псевдоскачкового режима горения всегда характерен переход от начальной сверхзвуковой скорости течения к дозвуковой. Если в этих режимах в выходном сечении канала устанавливается звуковая скорость потока, возможно возникновение неустойчивого течения. Из литературы известно, что даже при отсутствии горения положение псевдоскачка в канале постоянного сечения не является фиксированным и он совершает низкочастотные колебания вдоль канала.

ИССЛЕДОВАНИЯ В АЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ТРУБАХ НА МОДЕЛЯХ, СОСТОЯЩИХ ИЗ ВОЗДУХОЗАБОРНИКА И КАМЕРЫ СГОРАНИЯ

В данном параграфе приведены результаты, полученные на моделях прямооточных воздушно-реактивных двигателей (ПВРД), полностью обтекаемых сверх- или гиперзвуковым потоком воздуха с $M_n = 3 \div 7,9$. Моделировалась работа проточного тракта ПВРД. При этом главное отличие от исследований, выполненных на присоединенном трубопроводе, заключалось в том, что воспроизводилась реальная структура потока на входе в КС: неравномерные профили чисел Маха, давления, плотности, сложная система скачков уплотнения и веера волн разрежения, отрывные зоны, занимающие существенную часть высоты канала.

В опытах на моделях были обнаружены такие же явления, связанные с двухслойностью течения и колебательными процессами, как и в опытах на присоединенном трубопроводе. Кроме того, отмечен ряд явлений, типичных только для работы системы «воздухозаборник — камера сгорания». Поэтому в опытах на присоеди-

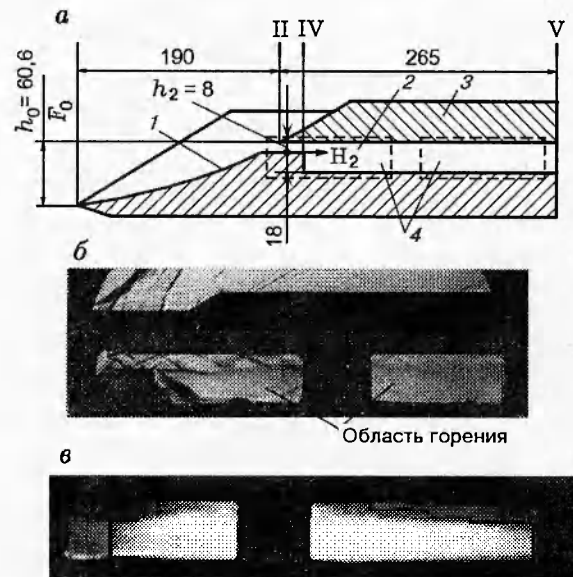


Рис. 4. Схема модели (а), теплововая (б) и прямотеневая (в) фотографии течения внутри плоской модели ($M_n = 3$):

1 — воздухозаборник; 2 — камера сгорания; 3 — обечайка; 4 — кварцевые стекла; б — $G_{H_2} = 1,15$ г/с, $\alpha = 10,8$; в — $G_{H_2} = 1,5$ г/с, $\alpha = 8,4$

ненном трубопроводе они не наблюдались.

Двухслойность течения. На рис. 4 приведены теплововая и прямотеневая фотографии течения внутри плоской модели при сжигании в ней водорода в опытах, выполненных в аэродинамической трубе стационарного типа при $M_n = 3$, температуре и давлении торможения $T_{0,n} = 250 \div 270$ К, $p_{0,n} = 6 \div 11$ бар (G_{H_2} — расход водорода в модель). Модель (см. рис. 4, а), имела плоский воздухозаборник (ВЗ) с относительной площадью горла $f_2 = F_2/F_0 = h_2/h_0 = 0,13$, где F_2 и h_2 — площадь и высота горла в сечении II ($h_2 = 8$ мм), F_0 и h_0 — площадь и высота входа в ВЗ. Водород подавался в верхней части уступа высотой 18 мм по всей ширине КС (ширина ВЗ и КС 50 мм) через щель шириной ≈ 1 мм параллельно оси КС. Во всех режимах скорость вдува водорода дозвуковая. На участке от угловой точки ВЗ до уступа в опытах без подачи водорода в модель и в опытах со сжиганием водорода картины течения совпадают. Измеренное среднее число Маха перед уступом 1,57.

С фотографиями рис. 4 хорошо коррелируют данные по измерению давления на выходе из этой модели. Из значений чисел Маха

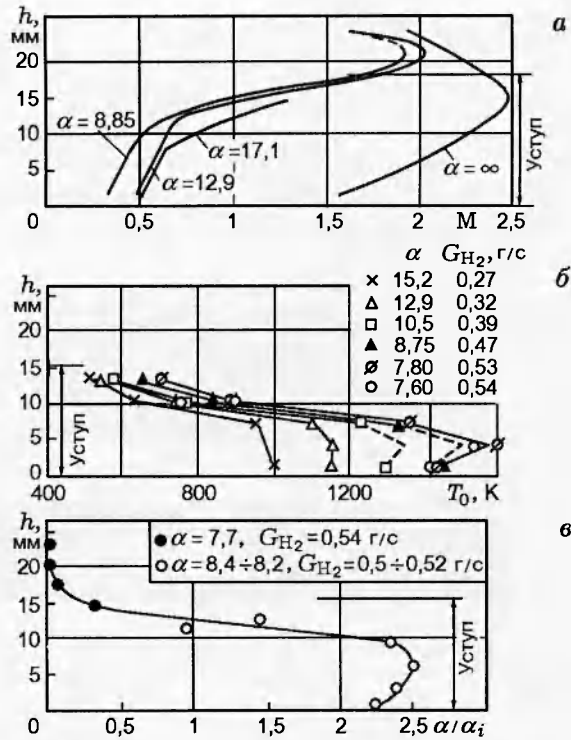


Рис. 5. Профили чисел Маха (а), температуры торможения (б) и концентрации водорода (в) в опытах без горения на выходе из КС при $M_n = 3$

(рис. 5,а), вычисленных по измерениям статического и полного давлений, видно, что поток в верхней части КС сверхзвуковой, причем в опытах с горением числа Маха в верхних слоях достаточно близки к своим значениям в опытах без горения, уменьшаясь лишь незначительно. На рис. 5,б,в приведены (на выходе из КС с уступом) профили температуры торможения и концентраций (коэффициент избытка воздуха для всей модели, отнесенный к коэффициенту избытка воздуха в i -й точке в опытах с подачей водорода в модель, но без горения). Из рис. 4 и 5 видно, что при сжигании водорода в КС реализуется двухслойное течение. Верхний слой — сверхзвуковой с характерной системой скачков уплотнения и веером волн разрежения, идущих от угловой точки ВЗ, передней кромки обечайки и излома верхнего контура. Нижний слой — зона горения за уступом.

Из сравнения данных для моделей, испытанных в аэродинамических трубах, с полученными на присоединенном трубопроводе [5, 6] видно не только качественное соответствие результатов, но во многом и количественное, хотя условия испытаний (абсолютная длина и высота КС, поля потоков на входе в КС, способ по-

дачи водорода за уступом и другие абсолютные геометрические и физические характеристики потоков) существенно различаются. Это свидетельствует о том, что в опытах на присоединенном трубопроводе и на моделях в аэродинамических трубах главные факторы, от которых зависит режим работы КС, были одинаковыми. К таким факторам можно отнести следующие.

1. Наличие уступа, занимающего значительную часть высоты КС (до 2/3 высоты). Это позволяло стабилизировать горение, но в то же время длины КС не хватало, чтобы продукты сгорания из нижнего слоя перемешались с основным потоком воздуха.

2. Чрезвычайно слабое смешение спутных сверхзвукового и дозвукового слоев. Кстати, хотя числа Маха в верхних и нижних слоях отличаются значительно (см. рис. 5,а), физические скорости отличаются мало.

3. Большая степень расширения КС \bar{F}_k . Под \bar{F}_k понимают отношение площади выхода из КС к площади среза воздушного сопла для присоединенного трубопровода или к площади входа в КС (площади горла ВЗ) для моделей ПВРД. При меньших (по сравнению с использованным в работе) значениях \bar{F}_k картина течения могла быть совершенно иной (см., например, [9, 10]).

Отметим, что эксперименты проводили с использованием примерно двух десятков моделей, различных по геометрии, размерам, назначению, типам ВЗ, значениям \bar{F}_k , видам горючих, способам подачи горючих: через уступ, выемку, пилоны, спутно и навстречу потоку воздуха в аэродинамических трубах стационарного и импульсного типа в диапазоне $M_n = 3 \div 8$. При этом не было отмечено явления, аналогичного полученному на присоединенном трубопроводе (см. выше) и заключавшегося в смещении области повышенной температуры в сторону ядра потока, а давления торможения — в сторону течения за уступом в зону горения.

Переход двухслойного режима горения в псевдоскачковое. В одной из плоских моделей, испытывавшейся в аэродинамической трубе стационарного типа при $M_n = 3$ ($T_{0,n} \approx 300$ К, $p_{0,n} = 6 \div 11$ бар), стабилизация пламени водорода осуществлялась не уступом, как для рис. 1–5, а выемкой. Начальный участок КС, выемка, схема подачи водорода для этой модели показаны на рис. 6. Ширина канала составляла 50 мм.

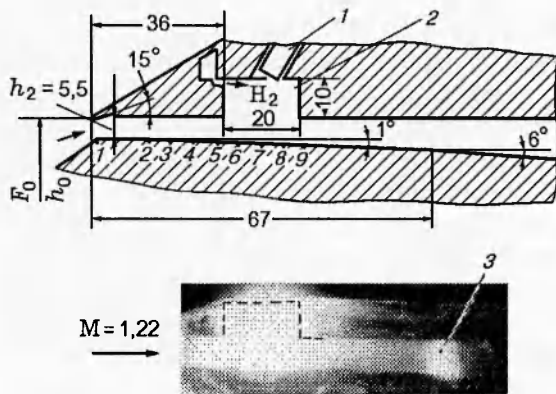


Рис. 6. Плоская модель с выемкой ($M_n = 3$):

1 — свеча, 2 — выемка, 3 — горение в псевдоскачке (за прямым скачком)

До значения $G_{H_2} \approx 1$ г/с, $\alpha > 8$ горение происходило, в основном, в выемке. Структура потока в КС носила четко выраженный двухслойный характер: зона пламени вдоль верхней стенки и сверхзвуковая зона с характерной системой волн сжатия — разрежения в нижней части. Теплеровская картина очень похожа на приведенную на рис. 4, б.

При подаче водорода через выемку и дополнительно через девять дренажных отверстий на нижней стенке (см. рис. 6) структура течения в КС меняется. При суммарном расходе водорода, соответствующем $\alpha \approx 5$, в начале расширяющейся части КС возникает узкая светящаяся зона, за которой горение заканчивается. С увеличением расхода водорода эта светящаяся зона перемещается против потока, но горение за ней продолжается в узкой полосе вдоль верхней стенки. Такая картина наблюдается вплоть до максимально возможного расхода $G_{H_2} \sim 3$ г/с ($\alpha \approx 2,5$), обеспечиваемого системой подачи. Механизм подвода тепла в КС был следующий. С увеличением расхода водорода при достижении $\alpha \approx 5$ продукты сгорания, истекающие из выемки, поджигали водород, подаваемый через дренажные отверстия. Происходила перестройка течения с образованием псевдоскачкового режима горения [7, 9]. Заметим, что так как число Маха сверхзвукового потока перед выемкой невелико ($M = 1,22$), то мог реализоваться не псевдоскачок, а прямой скачок. При $M < 1,4 \div 1,5$ переход от сверхзвукового потока к дозвуковому происходит в канале не обязательно через псевдоскачок. При этих числах Маха в зависимости от состояния

на стенках пограничного слоя может реализоваться и прямой скачок [11]. Этим, видимо, и объясняется то, что светящаяся зона пламени 3 на рис. 6 достаточно узка: меньше одной высоты канала. С уменьшением значения α водород, подаваемый через выемку, продолжает догорать за зоной 3 псевдоскачка (или просто прямого скачка), стелясь вдоль верхней стенки КС. При $M \approx 1,2$ на входе в канал постоянного сечения к потоку в канале может быть подведено крайне незначительное количество тепла [4]. Подвод тепла сверх допустимого вызывает термическое заклинивание КС, что приводит к срыву втекания воздуха в модель: на входе в канал ВЗ перед передней кромкой обечайки образуется ударная волна и резко уменьшается расход воздуха через модель. Причины того, что для данной модели не происходит срыва втекания в ВЗ, следующие.

1. Очень малый подвод тепла в светящейся зоне. Через дренажные отверстия подается незначительная часть суммарного расхода водорода. Кроме того, подача этой части водорода идет в узкой зоне: через расположенные друг за другом отверстия диаметром 1 мм при ширине канала 50 мм.

2. После перестройки течения теплоподвод происходит в расширяющемся канале к дозвуковому в среднем потоку. В расширяющемся канале при дозвуковом подводе тепла предельно допустимый подогрев рабочего тела значительно больше, чем при подводе тепла в том же канале к сверхзвуковому потоку.

Проведенные опыты продемонстрировали, что двухслойный режим горения при некоторых условиях переходит в устойчивый псевдоскачковый режим горения без срыва втекания воздуха в модель, даже в каналах с очень незначительной степенью расширения, как это имело место в данной модели.

Колебательные процессы в КС. В исследованиях [9, 10] было показано, что при увеличении относительного подогрева рабочего тела головная часть псевдоскачка сдвигается в сторону начала КС до горла ВЗ. При этом датчики давления, расположенные на начальном участке КС, фиксируют нестационарный по давлению процесс. Осциллограммы давления при испытании одной из моделей приведены на рис. 7, где p_7 — давление в дренажной точке 7 на начальном участке КС (см. схему модели в верхней части рис. 7). Можно также отметить, что при $\alpha < 0,5$ это не только нестационарный, но и

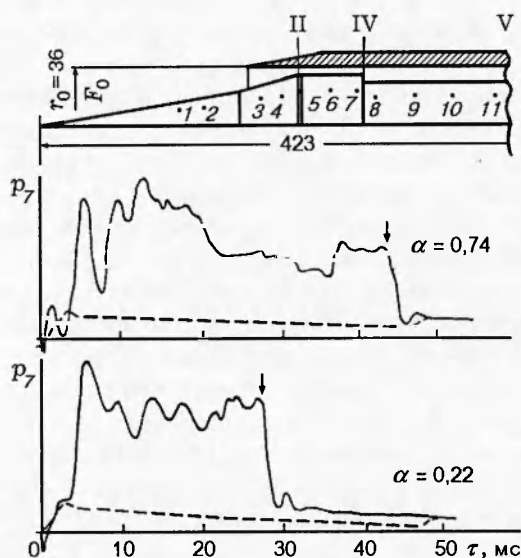


Рис. 7. Осциллограммы давления на начальном участке КС модели при $M_n = 7,9$:

штриховые линии — опыты без горения; стрелками указан момент срыва втекания воздуха в модель; II–IV — начальный участок КС

колебательный процесс. В то же время датчики давления, расположенные на поверхностях ВЗ и в конце КС, такого колебательного процесса не фиксируют. То есть пульсации давления локализованы на начальном участке КС. Частота пульсаций давления $200 \div 350$ Гц. Они не приводят к колебаниям всего столба газа в канале модели и связаны с колебаниями местных газодинамических структур, возможно отрывных зон. Колебательные процессы такого типа могут быть очень полезны для организации горения в КС ПВРД, так как пульсации давления улучшают смешение и сгорание горючего в высокоскоростных потоках воздуха (см., например, [12]).

Взаимовлияние ВЗ и КС. Граница между ВЗ и КС определяется довольно произвольно. В ряде случаев, например, при исследовании ВЗ, за такую границу удобно взять сечение IV (см. рис. 4, а и 7). При исследовании всей модели со сжиганием в ней горючего характер течения в тракте модели и отсутствие или наличие перехода от сверхзвукового горения к дозвуковому определяется степенью подогрева рабочего тела и расширением КС. То есть течения на участках II–IV и IV–V взаимосвязаны и зависят одно от другого. Поэтому с точки зрения функционирования отдельных элементов моде-

ли и с точки зрения расчетной методики КС и всего тракта ПВРД участок II–IV удобно отнести к КС. При этом под влиянием КС на работу ВЗ понимается следующее. Если возмущения из КС, вызванные повышением в ней давления, будут передаваться вверх по потоку за сечение II на поверхность сжатия ВЗ, то КС влияет на работу ВЗ, так как передача возмущений на поверхности сжатия приводит, как правило, к срыву втекания в ВЗ. Если же возмущения из КС не передаются через сечение II на поверхность сжатия, то работа КС не влияет на работу ВЗ.

Опыты в импульсной аэродинамической трубе при $M_n = 5 \div 7,3$ показывают что при сжигании в моделях ПВРД горючего могут чередоваться состояния запуск — незапуск модели.

Механизм запуска ВЗ может быть либо волновым [13], либо стационарным. Волновой (или ударный) механизм реализуется при условии, что в рабочей части установки имеется вакуум, т. е. на участке от входа в канал модели и до горла ВЗ нет газа, который должен быть вытеснен при запуске. Происходит «проскок» через канал ударной волны со сверхзвуковой скоростью за ней. С помощью ударного механизма могут запускаться каналы с очень большой степенью сжатия: в пределе (без учета потерь и пограничного слоя) $F_{вх}/F_2 = 1/q(\lambda_{вх})$, где $F_{вх}$ — площадь на входе в канал, F_2 — площадь горла ВЗ, $q(\lambda)$ — газодинамическая функция, $\lambda_{вх}$ — коэффициент скорости в сечении передней кромки обечайки. Например, для ряда моделей, испытанных в высокоэнтальпийной установке кратковременного режима при $M_n = 7,3$, получено $M_{вх} \approx 5,5$ и предельное запускаемое значение по теории ударного запуска может составлять $F_{вх}/F_2 \approx 37$ [9, 10].

При стационарном механизме запуска газ на участке от входа в канал до горла должен быть вытеснен набегающим потоком за счет повышения давления в прямом скачке, образующемся на передней кромке обечайки. В пределе, при стационарном запуске, максимальное значение $F_{вх}/F_2 = 1/q(1/\lambda_{вх})$. Даже если $M_{вх} = \infty$ ($\lambda_{вх} = 2,449$), значение $F_{вх}/F_2$ не может быть больше 1,66. В практике испытания ВЗ в аэродинамических трубах стационарного типа допустимые по условиям запуска значения $F_{вх}/F_2$, как правило, значительно меньше предельного значения 1,66. Хотя для ряда конструкций ВЗ в отдельных случаях по-

лучено $F_{\text{вх}}/F_2 > 1,66$, что объясняется некоторой нестационарностью процесса запуска в конкретных трубах и трехмерностью течения в отличие от теории стационарного механизма запуска, опирающегося на рассмотрение нульмерного процесса в канале.

Модель с большим отношением $F_{\text{вх}}/F_2$, запущенная с помощью ударного механизма, после срыва втекания вторично запуститься по этому механизму не может, так как на участке от входа до горла уже имеется масса газа и ударная волна не может «проскочить» через этот участок без образования дозвукового потока с $\lambda = 1/\lambda_{\text{вх}}$. После срыва втекания вторичный запуск можно осуществить только по стационарному механизму.

Тем не менее из кинограмм, фиксирующих тепловую картину обтекания моделей с большим внутренним сжатием ВЗ (которые могут быть запущены только с помощью ударного механизма запуска [9, 10]), видно, что при некоторых условиях в моделях в течение режима могут чередоваться состояния запуск — незапуск. На этих моделях при отсутствии подачи горючего ВЗ устойчиво запущены в течение всего режима и никаких смен состояния запуск — незапуск не происходит. В этом случае смена указанных состояний связана не с классическим понятием срыва втекания в ВЗ, а с вытеснением на поверхность внешнего сжатия зоны отрыва, имеющейся за угловой точкой ВЗ. Вне этой зоны течение в канале остается сверхзвуковым. Такое вытеснение происходит за счет «подпора» потока тепловыделением в КС. Существенное уменьшение расхода воздуха через модель в состоянии «незапуск» приводит к уменьшению давления в КС. Увеличение зоны отрыва уменьшает проходное сечение входа в КС, что фактически увеличивает степень расширения контура камеры. Оба этих фактора уменьшают полноту сгорания, подогрев рабочего тела в КС и, следовательно, «подпор» за счет тепловыделения. Зона отрыва смещается назад, и процесс периодически повторяется. Колебательный процесс такого типа аналогичен низкочастотным колебаниям (частотой от нескольких десятков до нескольких сотен герц) в жидкостных ракетных двигателях (ЖРД), связанных с расходными колебаниями среды в системе форсунки — КС [14].

Колебательный процесс столба газа имеет место не только за счет теплоподвода в системе ВЗ — КС, но происходит и без горения при

уменьшении относительной площади горла ВЗ до некоторого минимально возможного значения $f_{2,\text{min}}$. Причина колебательного процесса в этом случае — смещение отрыва на поверхности сжатия за счет запирания — открытия горла при его предельной пропускной способности. Небольшое увеличение f_2 от $f_{2,\text{min}}$ устраняет колебательный процесс: ВЗ устойчиво запущен в течение всего режима. Небольшое уменьшение f_2 от $f_{2,\text{min}}$ также устраняет колебательный процесс: ВЗ остается в незапущенном состоянии с начала и до конца режима.

Таким образом, подвод тепла за счет сжигания горючего в ряде случаев приводит к низкочастотным колебаниям столба газа, заключенного в модели, за счет влияния теплоподвода на газодинамику течения, которая, в свою очередь, влияет на интенсивность тепловыделения. Главная ответственность за такой колебательный процесс лежит на отрывных зонах, которые перемещаются по длине начального участка КС и выходят на поверхности внешнего сжатия при увеличении теплового подпора.

Высокочастотные колебания в системе ВЗ — КС. Выше было показано, что при некоторых условиях в КС возникают колебательные процессы, как локализованные внутри канала, так и выходящие на поверхности внешнего сжатия ВЗ. В обоих случаях эти колебательные процессы — низкочастотные. Подобные низкочастотные колебания, типичные для камер сгорания ЖРД, где они связаны с изменением расходных характеристик системы подачи, зафиксированы при отработке ПВРД нового поколения [15, 16]. Установлено, что основная роль в возникновении таких колебаний принадлежит отрывным зонам, что и было продемонстрировано выше для системы ВЗ — КС.

При испытании в высокоэнтальпийной установке кратковременного режима на одной из несимметричных моделей ПВРД [9, 10], работающей на жидком горючем с $\alpha \approx 1$, произошло разрушение обечайки ВЗ, тогда как до этого она использовалась в нескольких опытах без каких-либо нарушений целостности материала. По прочности такая обечайка выдерживает давление на порядок больше, чем предположительное максимальное давление в модели при самом неблагоприятном сочетании газотермодинамических параметров. Вид и длительность разрушения, характер излома свойственны разрушению от высокочастотных колебаний.

То, что в системе ВЗ — КС возможны не только низкочастотные, но и высокочастотные колебания, по-новому ставит проблему отработки теплонапряженных камер сгорания ПВРД: в опытах, выполненных в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима (см., например, [9, 10]), теплонапряженность КС была не ниже, чем в КС форсированных ЖРД, для которых проблема возникновения высокочастотных колебаний достаточно актуальна [17, 18].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные результаты свидетельствуют о многообразных проявлениях нестационарности процессов горения в КС со сверхзвуковой скоростью на входе, наблюдавшихся при различных условиях проведения экспериментов. Хотя важность учета нестационарности процессов горения в установившемся в среднем потоке очевидна, построение корректных физико-математических моделей затруднительно из-за отсутствия достаточного объема экспериментальной информации. Требуется целенаправленное изучение влияния нестационарных явлений на структуру потока и интегральные силовые характеристики моделей, что особенно важно при переносе результатов модельных испытаний на натурные условия.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 97-01-00506).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей** / Б. В. Раушенбах, С. А. Белый, И. В. Беспалов и др. М.: Машиностроение, 1964.
2. **Баев В. К., Серов Ю. В., Третьяков П. К.** О частоте колебаний турбулентного фронта пламени // Физика горения и взрыва. 1970. Т. 6, № 2. С. 246–248.
3. **Баев В. К., Третьяков П. К., Ясаков В. А.** Результаты оптических наблюдений за поведением светящихся зон в турбулентных пламенах газообразных топлив // Тез. докл. Междунар. семинара «Механика и физика плазмы и газовых потоков (аэродинамика газовых потоков)». Рига: ИПМАН ЛатвССР, 1981. С. 10–11.
4. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М.: Наука, 1991. Т. 1.
5. **Горение в сверхзвуковом потоке** / В. К. Баев, В. И. Головичев, П. К. Третьяков и др. Новосибирск: Наука, 1984.
6. **Baev V. K., Tretyakov P. K., Konstantinovskiy V. A.** The study of hydrogen combustion in a ducted supersonic flow with a sudden expansion // Archivum Combust. 1981. V. 1, N 3/4. P. 251–259.
7. **Третьяков П. К.** Псевдоскачковый режим горения // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 6. С. 33–38.
8. **Mestre A., Viand L.** Combustion supersonique dans un canal cylindrique. Supersonic flow chemical processes and radiative transfer / D. B. Olfe and V. Zakkay (Eds). New York: Pergamon Press, 1964. P. 93–111.
9. **Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И.** Некоторые методические аспекты исследования газодинамических моделей с тепломассоподводом в импульсной аэродинамической трубе // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 5. С. 45–54.
10. **Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И.** Исследование распределения давления и теплообмена в газодинамической модели с горением, обтекаемой высокоэнтальпийным потоком воздуха // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1985. № 5. С. 56–65.
11. **Основы газовой динамики** / Под ред. Г. Эммонса. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
12. **Уэбстер Ф. Ф.** Экспериментальная разработка прямоточных воздушно-реактивных двигателей. Выбор пути // Аэрокосм. техника. 1990. № 6. С. 9–25.
13. **Лашков А. И., Никольский А. А.** Волновой запуск сверхзвукового диффузора // Инж. журн. 1962. Т. 2, вып. 1. С. 11–16.
14. **Крокко Л., Чжен Синь-и.** Теория неустойчивости горения в жидкостных ракетных двигателях. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
15. **Sajben M., Bogar T. Y., Kroutil Y. C.** Forced oscillation experiments in supercritical diffuser flows with application to ramjet instabilities // AIAA Paper. 1981. N 1487.
16. **Byrne R. W.** Longitudinal pressure oscillations in ramjet combustors // AIAA Paper. 1983. N 2018.
17. **Мошкин Е. К.** Нестационарные режимы работы ЖРД. М.: Машиностроение, 1970.
18. **Неустойчивость горения в ЖРД** / Под ред. Д. Т. Харье, Ф. Г. Рирдона. М.: Мир, 1975.

Поступила в редакцию 27/IV 1998 г.