

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИКИ МОДЕЛИ С ГОРЕНИЕМ В ИМПУЛЬСНОЙ АЭРОДИНАМИЧЕСКОЙ ТРУБЕ

В. К. Бавев, В. В. Шумский, М. И. Ярославцев

(Новосибирск)

Экспериментальные исследования в сверхзвуковых или гиперзвуковых потоках воздуха на устройствах, в которых реализуются процессы горения, являются достаточно сложными. Возникающие здесь трудности связаны с большими расходами высокоэнthalпийного воздуха, сложностью моделей с горением и технологии их испытания при больших температурах, а также с отсутствием в экспериментах полного моделирования рабочего процесса и силовых характеристик [1—4].

Преодоление этих трудностей приводит к идее использования для экспериментального изучения процессов в моделях с подводом тепла высокосenthalпийных установок с кратковременным режимом испытания. Одной из первых попыток использовать для таких целей установки кратковременного режима являются описанные в [5] исследования, выполненные в ударной трубе. Несмотря на очень малое полезное время эксперимента ( $\sim 3$  мс), в [5] удалось измерить ряд параметров потока в тракте газодинамической модели с горением и даже количественно объяснить (с привлечением теоретического анализа) полученные результаты. Однако следует признать, что время режима  $\sim 3$  мс недостаточно для исследования рабочего процесса и тем более силовых характеристик, хотя бы потому, что время установления пограничного слоя и зон отрыва на поверхностях моделей составляет несколько миллисекунд [6], а изменение характера течения в тракте модели, связанное с газодинамическими и термодинамическими явлениями, может занимать десятки миллисекунд [7].

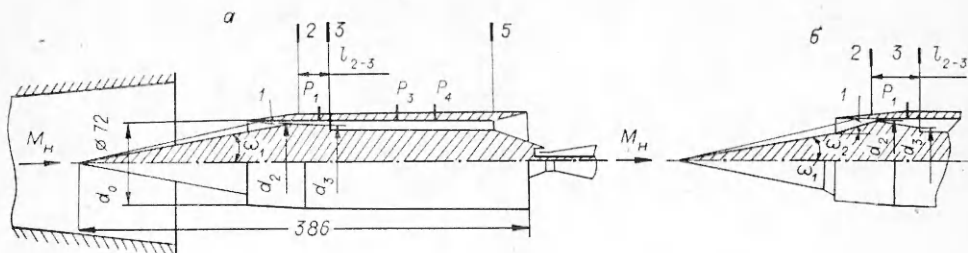
Другим типом установок кратковременного режима является импульсная труба — установка со временем режима от нескольких сотых до нескольких десятых долей секунды [8]. В импульсных трубах были проведены успешные исследования сжатия воздуха в воздухозаборных устройствах, вырыва, смещения и самовоспламенения горючих веществ в потоке воздуха [6, 9]. Результаты этих исследований показали, что импульсные трубы могут служить вполне подходящим средством для испытания моделей с горением в высокосenthalпийном потоке воздуха.

В данной работе приводятся результаты исследований в импульсной аэродинамической трубе ИТ-301 [8] рабочего процесса и силовых характеристик, выполненных на газодинамической модели со сжиганием в ней водорода. Целью испытания модели являлось:

- получение силовых характеристик модели;
- сравнение расчетных и экспериментальных данных;
- оценка по результатам весовых измерений полноты сгорания водорода во внутреннем тракте модели;
- исследование влияния работы внутреннего тракта на работу воздухозаборника модели.

Результаты, относящиеся к сравнению расчетных и экспериментальных значений силовых характеристик и давления в тракте модели и к оценке полноты сгорания по данным весовых измерений, приведены в [7], а результаты, относящиеся к анализу рабочего процесса по данным весовых и дренажных измерений и к влиянию работы внутреннего тракта на работу воздухозаборника, составляют содержание настоящей работы.

На фиг. 1 показана схема установки модели в рабочей части импульсной трубы. Подробное описание модели и условий ее испытания дано в [7]. Поэтому отметим лишь диапазон параметров набегающего на модель воздуха, в котором проводились измерения в течение режима работы трубы: давление и температура торможения  $p_{0H}(\tau) = 70\text{—}7$  МПа,  $T_{0H}(\tau) = 2250\text{—}1000$  К, статические давление и температура  $p_H(\tau) = 110\text{—}$



Фиг. 1

20 гПа,  $T_H(\tau) = 220-90$  К, число Маха  $M_H = 7,33$ , скоростной напор  $q_H(\tau) = 0,35-0,035$  МПа, расход воздуха через модель  $m_b = 1,4-0,25$  кг/с. Здесь  $\tau = 0-55$  мс — текущее время режима, начало отсчета времени бралось от момента разряда конденсаторной батареи в форкамере трубы. Изменение параметров набегающего воздуха в течение режима (типичное для импульсных установок и для имевших место в настоящих опытах значений объема форкамеры 1,14 дм<sup>3</sup>, критического диаметра сопла трубы 10 мм и напряжения зарядки конденсаторной батареи  $U = 4-5$  кВ) приведено, например, в [9].

На фиг. 1 показаны конфигурации воздухозаборников, испытывавшиеся в составе модели: *a* — вариант 1, *b* — варианты 2 и 3. Использование воздухозаборников в виде простых конусов объясняется тем, что в импульсной трубе реализуется волновой механизм запуска канала [10]. Поэтому в импульсной трубе запускаются диффузоры с большим геометрическим сжатием [6]. В [11] было показано, что чем меньше относительная площадь горла  $f_2 = F_2/F_0$ , тем выше силовые характеристики внутреннего тракта. Здесь  $F_2$  — площадь поперечного сечения горла воздухозаборника (сечения 2),  $F_0 = \pi d_0^2/4$  — площадь входа в воздухозаборник. Поэтому в опытах  $f_2$  была проварьирована (см. таблицу).

Воздухозаборник варианта 1 с  $f_2 = 0,16$  запускался в начале режима импульсной трубы и оставался запущенным до  $\sim 16$  мс. Число Рейнольдса  $Re$ , вычисленное по параметрам набегающего потока и длине образующей конуса 0,19 м от носика до угловой точки, составляло в момент срыва втекания  $3,5 \cdot 10^6$ . С целью увеличения времени работы воздухозаборника в запущенном состоянии горло было увеличено с  $f_2 = 0,16$  до  $f_2 = 0,18$ . При этом конфигурация горла оставалась в виде коаксиального цилиндра  $d_2 = d_3$ . Воздухозаборник варианта 1 с  $f_2 = 0,18$  работал в запущенном состоянии уже в течение 37 мс. В момент срыва втекания  $Re = 1,8 \cdot 10^6$ . После расточки горла до  $f_2 = 0,19$  воздухозаборник оставался в запущенном состоянии в течение всего режима работы трубы — срыв втекания наступал тогда, когда скачки, идущие от кромки сопла трубы, достигали передней кромки обечайки модели и разрушали режим втекания в модель. В момент разрушения режима  $Re = 1,5 \cdot 10^6$ .

С целью уменьшения  $f_2$  (без использования приемов уменьшения  $f_2$ , связанных с изменением геометрии обечайки) был рассмотрен воздухозаборник с центральным телом в виде двух конусов — вариант 2 модели. Срыв втекания воздуха в воздухозаборник варианта 2 с  $f_2 = 0,16$  происходил на 27 мс. Расточка горла до  $f_2 = 0,18$  обеспечила работу воздухозаборника варианта 2 в запущенном состоянии в течение всего режима импульсной трубы. Заметим, что в варианте 1 горло  $f_2 = 0,18$  еще не обеспечивало нормальную работу воздухозаборника в течение всего режима работы трубы.

Анализ теневых картин обтекания воздухозаборника, чисел Рейнольдса, при которых происходил срыв втекания в воздухозаборник, из-

Вариант воздухозаборника и модели	$\omega_1$	$\omega_2$	$f_2$	$d_2$ , мм	$d_3$ , мм	$l_{2-3}$ , мм
1	10°		0,16	66	66	24
			0,18	65,2	65,2	26,5
			0,19	64,8	63,7	27,6
2	10°	19°	0,16	66	59	47
		16°	0,18	65,2	59	43
3	10°	15°42'	0,19	64,8	63,5	39

меренного давления в тракте модели и результатов двумерного расчета течения в канале воздухозаборника показал, что на длительность нахождения воздухозаборников вариантов 1—3 в запущенном состоянии (в зависимости от  $f_2$  из диапазона  $f_2 = 0,16—0,19$ ) влияли два фактора.

Первый фактор — положение места падения отраженного от обечайки скачка относительно угловой точки воздухозаборника. Расчет осесимметричного течения, выполненный при показателе адиабаты 1,4 без учета пограничного слоя на центральном теле и при плоскопараллельном набегающем потоке с  $M_H = 7,33$ , показал, что для воздухозаборника варианта 1 с  $f_2 \geq 0,19$  отраженная от обечайки ударная волна 1 (см. фиг. 1) падает на угловую точку или за ней. Угол встречи скачка с цилиндрической поверхностью горла воздухозаборника невелик. Поэтому отрыва пограничного слоя либо не будет, либо зона отрыва будет невелика. При уменьшении  $f_2$  от  $f_2 \approx 0,19$  угловая точка смещается вниз по потоку относительно передней кромки обечайки и отраженный от обечайки скачок будет падать уже на коническую поверхность перед угловой точкой. При этом угол встречи скачка с поверхностью центрального тела резко возрастает: на  $\omega_1 = 10^\circ$  для воздухозаборника варианта 1, на  $\omega_2 = 19^\circ—15^\circ 42'$  для воздухозаборников вариантов 2—3. При этом перепад давления при прохождении системы из двух скачков для варианта 1 воздухозаборника составляет величину  $\sim 8,5$  при числе Маха перед угловой точкой  $M \approx 5,7$ . Пограничный слой с переходным или турбулентным режимом течения не может без отрыва выдержать воздействия на него, связанного с повышением давления более чем в 4—7 раз при  $M = 5—6$  [12]. Поэтому наличие 8,5-кратного повышения давления вызывало для воздухозаборника варианта 1 с  $f_2 < 0,19$  отрыв пограничного слоя на конической поверхности перед угловой точкой. Причем с уменьшением  $f_2$  увеличивалось расстояние от места падения скачка до угловой точки. В [13] было показано, что при падении скачка до угловой точки важное значение для возникновения срыва втекания в воздухозаборник имеет расстояние от места падения скачка до угловой точки. С увеличением этого расстояния возрастает масса газа, поступающая в зону отрыва. Проходя в горло воздухозаборника, отрыв уменьшает эффективную площадь горла тем больше, чем большая масса газа находится в зоне отрыва.

Для вариантов воздухозаборника 2 и 3 угловая точка за счет более крутого второго конуса смещена вверх по потоку. Поэтому отраженный от обечайки скачок падал на угловую точку при меньшей, чем для варианта 1, относительной площади горла, при  $f_2 \approx 0,18$ .

Интересно отметить, что на поверхностях внешнего сжатия воздухозаборника появлялся отрыв пограничного слоя (на теневых картинах обтекания) при всех  $f_2$ . Причем чем меньше  $f_2$ , тем на большую часть центрального тела распространялся отрыв. При  $f_2 = 0,16$  отрыв приводил к быстрому срыву втекания, а при  $f_2 = 0,18$  для вариантов 2 и 3 и при  $f_2 = 0,19$  для варианта 1 воздухозаборники работали в запущенном состоянии при наличии отрыва пограничного слоя на участке внешнего сжатия в течение всего времени работы импульсной трубы.

Вторым фактором, влияющим на длительность нахождения воздухозаборника в запущенном состоянии, являлось уменьшение  $Re$  в течение режима импульсной трубы. Запуск воздухозаборников вариантов 1—3 происходил в начале работы трубы, когда  $Re = (4,2—6) \cdot 10^6$ . При этих значениях  $Re$  пограничный слой в районе угловой точки при  $M \approx 5,7$  находился в турбулентном или переходном режимах течения. С уменьшением же  $Re$  возрастает для пограничного слоя с переходным режимом течения длина оторванной зоны [14] перед угловой точкой.

Таким образом, оба фактора свидетельствуют о том, что срыв втекания в воздухозаборник варианта 1 при  $f_2 < 0,19$  и в воздухозаборники вариантов 2 и 3 при  $f_2 < 0,18$  связан с ростом отрыва пограничного слоя на центральном теле в месте падения отраженного от обечайки скачка. При этом пограничный слой в районе угловой точки в течение всего режима работы трубы находился в турбулентном или переходном режиме течения,

а не в ламинарном, так как срыв втекания в воздухозаборники варианта 1 с  $f_2 = 0,19$  и вариантов 2, 3 с  $f_2 = 0,18$  происходил из-за окончания режима трубы, а не из-за уменьшения  $Re$  до такого значения, при котором в районе угловой точки пограничный слой становился бы ламинарным.

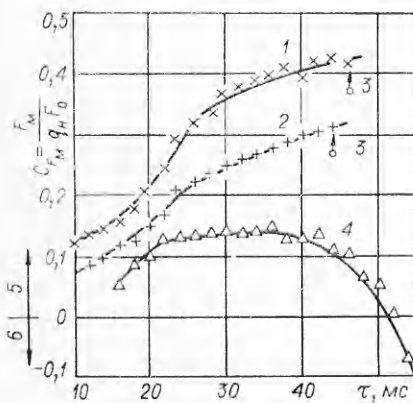
Опыты со сжиганием газообразного водорода в модели проводились в диапазоне коэффициентов избытка воздуха  $\alpha = 1,6-3$  при  $\alpha \approx \text{const}$  в течение каждого опыта.

В [7] показано, что время, необходимое на перестройку течения (вызванную теплоподводом за счет сжигания водорода в условиях его самовоспламенения) в модели от сверхзвукового, установившегося в первые 2 мс работы трубы, до дозвукового, составляло 20—28 мс. После этого времени камера сгорания модели (участок 2—5 тракта модели, см. фиг. 1) работала при сжигании водорода в дозвуковом потоке или до конца работы трубы, или до момента срыва втекания воздуха в модель. Таким образом, за время работы трубы при имевших место условиях испытания происходила смена режима работы модели: от режима подвода тепла к сверхзвуковому потоку в камере сгорания к режиму подвода тепла к дозвуковому потоку в камере сгорания.

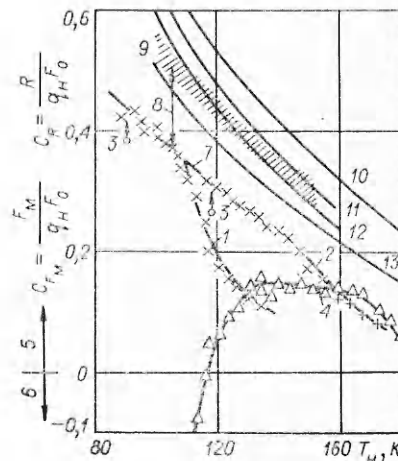
На фиг. 2 (где в зависимости от времени приведен коэффициент тяги (или сопротивления) модели  $C_{F_M}$  при сжигании водорода в модели с  $\alpha = 1,6-1,7$ ) показаны два таких типичных опыта: в опыте, характеризуемом кривой 1, смена режима теплоподвода заканчивалась на 26 мс, в опыте, характеризуемом кривой 2, — на 24 мс (3 — срыв втекания воздуха в модель и прекращение горения, 5 — тяга модели, 6 — сопротивление модели). Здесь  $F_M$  — сила, приложенная ко всем поверхностям модели и измерявшаяся однокомпонентными аэродинамическими весами.

Однако при испытании данной модели имела место и другая ситуация, когда после окончания переходного процесса квазистационарного состояния (по силе тяги и по давлению внутри модели) не наблюдалось, а имела место лишь некоторая «полочка» по  $C_{F_M}$  в районе 24—40 мс и затем падение тяги. Причем такая ситуация имела место только при максимальных вкладах энергии в форкамеру трубы, т. е. при высоких начальных значениях  $T_{0н}$  набегающего воздуха, что на первый взгляд кажется странным, так как чем выше  $T_{0н}$ , тем, казалось бы, лучше должны быть условия для сжигания водорода. Один из таких «неблагополучных» опытов приведен на фиг. 2 (кривая 4).

На фиг. 3 данные по коэффициенту тяги (сопротивлению) модели  $C_{F_M}$  для трех опытов, приведенных на фиг. 2, перестроены в зависимости от статической температуры  $T_n$  набегающего воздуха (обозначения 1—6 те же, что и на фиг. 2).



Фиг. 2



Фиг. 3

Из сравнения кривых 1, 2, 4 на фиг. 2, 3 видно, что темп нарастания  $C_{F_M}$  в начале режима до  $\sim 24$  мс одинаков для всех трех опытов, т. е. до  $\sim 24$  мс зависимость нарастания  $C_{F_M}$  от  $T_H$ , а следовательно, и от относительного подогрева рабочего тела  $\theta = T_{05}/T_{0H}$  одна и та же, здесь  $T_{05}$  — температура торможения продуктов сгорания на выходе из камеры. Однако для опытов, характеризуемых кривыми 1, 2, при  $\tau = 24-26$  мс происходила смена режима теплоподвода, и после  $\tau = 24-26$  мс горение водорода в этих опытах происходило в среднем при дозвуковой скорости газа в камере, т. е. при более благоприятных условиях для горения, чем если бы скорость газа в камере сгорания оставалась сверхзвуковой.

Для опытов, характеризуемых на фиг. 2, 3 кривыми 1, 2, температура  $T_H$  при смене режима теплоподвода составляла (при  $\tau = 26$  и  $24$  мс соответственно) 110 и 147 К. Для опыта, характеризуемого кривой 4, при  $\tau = 24$  мс  $T_H = 167$  К. При допущении одинаковой полноты сгорания  $\xi$  для всех трех опытов значение  $\theta$  для опыта, характеризуемого кривой 4, было бы при  $\tau = 24$  мс меньше на  $\sim 34\%$  и на  $\sim 12\%$ , чем в момент смены режима теплоподвода для опытов, характеризуемых кривыми 1 и 2 соответственно. Если в опытах, характеризуемых кривыми 1 и 2, при  $\tau = 24-26$  мс происходила смена режима теплоподвода, то для опыта, характеризуемого кривой 4, относительный подогрев рабочего тела для того, чтобы в модели произошла смена режима теплоподвода, должен быть увеличен еще на 10—30% по сравнению с тем значением  $\theta$ , которое в этом опыте имелось к 24 мс (что при том же нарастании  $C_{F_M}$  и при неизменности полноты сгорания должно бы произойти при  $\tau > 32$  мс). Но к 32 мс для опыта, характеризуемого кривой 4,  $p_H$  и  $T_H$  уменьшаются по сравнению с  $p_H$  и  $T_H$  в начале работы соответственно в 4,4 раза и на  $\sim 40\%$ . Проведенные опыты показали, что если к 20—28 мс не произошла смена режима теплоподвода, то из-за значительного уменьшения давления и температуры в тракте модели дальнейшее горение водорода в сверхзвуковом потоке уже не обеспечивало достаточной полноты сгорания для повышения  $\theta$  до такой величины, при которой в модели происходила бы смена режима теплоподвода: при  $\tau > 20-28$  мс горение водорода в сверхзвуковом потоке в модели постепенно затухало, пока не прекращалось совсем. Кстати, о сильном влиянии давления на условия сжигания в модели водорода в режиме самовоспламенения свидетельствует и такой факт: при срыве втекания воздуха в воздухозаборник горение в модели сразу же прекращалось, так как давление в тракте модели при срыве втекания резко падало в  $\sim 4$  раза (см. 3, фиг. 2, 3).

Таким образом, условие достижения к 20—28 мс значения  $\theta$ , обеспечивающего смену режима теплоподвода в камере сгорания при имевших место условиях испытания модели в импульсной трубе ИТ-301, являлось определяющим фактором для получения в опытах экспериментальной информации по распределению давления во внутреннем тракте и силовым характеристикам модели. В опытах с  $U > 4,6$  кВ,  $T_{0H}(0) > 2000$  К это условие выполнялось не всегда. В [7] и в данной работе рассматриваются только такие опыты, для которых можно сказать, что в модели происходила смена режима подвода тепла и при  $\tau > 20-28$  мс подвод тепла осуществлялся к дозвуковому потоку.

После установления в модели дозвукового горения данные по коэффициенту тяги модели  $C_{F_M}$ , полученные в опытах при различных  $T_H$ , хорошо ложатся на одну кривую (см. фиг. 3, кривая 7). Эта кривая характеризует тягу модели варианта 1, т. е. силу, приложенную ко всем поверхностям модели при сжигании в ней водорода с  $\alpha = 1,7$  в дозвуковом потоке.

Внутренняя тяга модели  $R$ , т. е. сила, приложенная только к внутренним поверхностям тракта модели, больше измеренной весами силы  $F_M$  на величину сопротивления обечайки. Расчет внутренних тяговых характеристик обычно выполняется в предположении, что потеря тепла, вы-

деляющегося в камере от сгорания водорода, нет. Выполненные расчеты показали, что коэффициент сопротивления обечайки модели, состоящий из волнового сопротивления и сопротивления трения, составляет 0,04—0,05, а в стенки модели теряется 10,5—15,5% тепла, выделяющегося от сгорания водорода.

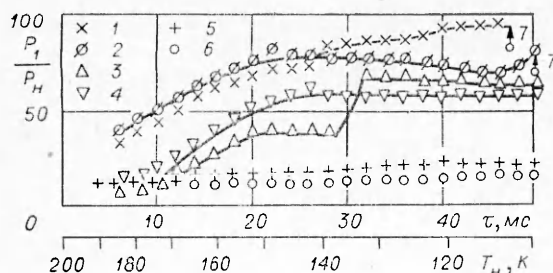
Если на фиг. 3 к коэффициенту тяги модели  $\bar{C}_{F_m}$ , измеренному весами (кривая 7), добавить коэффициент сопротивления обечайки и коэффициент тяги, который мог бы быть создан рабочим телом за счет 10,5—15,5% тепла, выделяющегося при сгорании водорода и теряемого в стенке модели (отрезок 8), то область 9 дает коэффициент внутренней тяги модели, который создавал в опытах внутренний тракт модели при имевших место реальных значениях коэффициента полноты сгорания. Таким образом, область 9 на фиг. 3 есть экспериментальные значения коэффициента внутренней тяги  $C_R$  модели варианта 1, полученные путем внесения корректив в коэффициент тяги модели  $C_{F_m}$ , измеренной весами. Область 9 можно сравнивать с расчетными значениями коэффициента внутренней тяги.

На фиг. 3 приведены расчетные значения  $C_R = f(T_n)$  для модели варианта 1 для двух значений полноты сгорания:  $\xi = 0,9$  (кривые 10—12) и  $\xi = 0,7$  (кривая 13). Существует некоторая неопределенность в сравнении экспериментальных и расчетных значений  $C_R$ , связанная с незнанием уровня потерь в сопле модели. Поэтому были проведены параметрические расчеты, в которых варьировался коэффициент скорости сопла  $\varphi_c$  и определялось его влияние на  $C_R$ . На фиг. 3 для  $\xi = 0,9$  приведены кривые  $C_R$  для  $\varphi_c = 0,98; 0,96$  и  $0,94$  (кривые 10—12 соответственно).

Из фиг. 3 видно, что, даже если принять потери в сопле модели незначительными (порядка 0,98), полнота сгорания водорода в модели, соответствующая экспериментальным значениям  $C_R$ , достаточно высока: при  $T_n = 140—150$  К  $\xi$  находится в промежутке 0,8—0,9. С уменьшением  $T_n$  полнота сгорания водорода в модели уменьшается, хотя область 9 экспериментальных значений  $C_R$  в основном следует за расчетной зависимостью  $C_R = f(T_n)$ : при  $T_n = 100$  К значения  $\xi$  находятся в диапазоне 0,7—0,8. Происходит это потому, что с уменьшением  $T_n$  (с увеличением времени режима  $\tau$ ) сильно уменьшается и  $p_n$ : за время 50 мс  $p_n$  уменьшается в  $\sim 10$  раз,  $T_n$  — в 1,8—2 раза. С уменьшением же  $p_n$  и  $T_n$  пропорционально уменьшаются давление и температура в модели, т. е. ухудшаются условия для сжигания водорода, что и приводит к уменьшению полноты сгорания при меньших значениях  $T_n$ .

Граница между воздухозаборником и камерой сгорания назначается довольно произвольно. В ряде случаев, например при исследовании воздухозаборников, за такую границу удобно взять сечение 3 [13]. При исследовании всей модели со сжиганием в ней горючих веществ характер течения в тракте модели и отсутствие или наличие перехода от сверхзвукового горения к дозвуковому определяется  $\theta$  и расширением камеры сгорания  $\bar{F}_k = F_5/F_2$ , т. е. течения на участках 2—3 и 3—5 взаимосвязаны и зависят одно от другого. Поэтому с точки зрения функционирования отдельных элементов модели и с точки зрения составления расчетной методики [15] участок 2—3 удобно отнести к камере сгорания. Именно исходя из этой точки зрения в статье под камерой сгорания понимается часть тракта модели между сечениями 2—5. При этом под влиянием камеры сгорания на работу воздухозаборника понимается следующее. Если возмущения из камеры сгорания, вызванные повышением в ней давления, будут передаваться вверх по потоку за сечение 2 на поверхности сжатия воздухозаборника, то камера сгорания влияет на работу воздухозаборника, так как передача возмущений на поверхности сжатия приводит, как правило, к срыву втекания в воздухозаборник. Если же возмущения из камеры сгорания не передаются через сечение 2 на поверхности сжатия, то работа камеры сгорания не влияет на работу воздухозаборника.

На фиг. 4 приведено отнесенное к  $p_n$  давление в точке  $p_1$ , расположен-

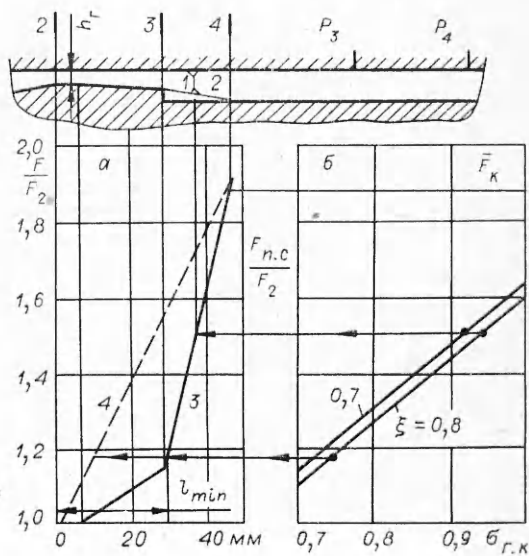


Ф и г. 4

съемка пламени через окно в обечайке. Результаты киносъемки показали, что пламя не забрасывалось вперед на начальный участок камеры сгорания, а располагалось, начиная либо с уступа, либо с того места, где расположены инжекторы (в зависимости от  $\alpha$  и времени режима), и повышение давления в сечении  $p_1$  связано не с наличием горения водорода на участке 2—3, а с переходом на начальном участке камеры сгорания сверхзвукового потока в дозвуковой. Реально переход потока в канале от сверхзвукового в дозвуковой при  $M > 2$  происходит в псевдоскачке [16, 17]. Псевдоскачок имеет протяженность и своей длиной захватывает точку  $p_1$ , в которой и наблюдается рост давления. Из этого следует, что за горлом воздухозаборника должен быть запас по длине с тем, чтобы начало псевдоскачка располагалось на участке 2—3 и не переходило вверх против потока выше угловой точки воздухозаборника.

При расчетах силовых характеристик и параметров рабочего тела по тракту модели оперируют обычно не псевдоскачком, а прямым скачком [15], полагая, что расчетные параметры дозвукового потока за прямым скачком очень хорошо совпадают с параметрами за псевдоскачком [16]. Поэтому представляет интерес оценить то место камеры сгорания, где непосредственно перед моментом срыва втекания в модель должен располагаться прямой скачок.

Расчетное местоположение прямого скачка можно определить, исходя из значений  $T_n$ ,  $T_{он}$  и измеренного давления в камере сгорания в момент срыва втекания воздуха в модель. Срыв втекания в модель при  $\alpha \approx 1,7$  в разных опытах происходил в разное время работы трубы, однако довольно кучно по  $T_n$  (в среднем при  $T_n \approx 108$  К). При этом степень повышения давления в камере сгорания модели в точках  $p_3$  и  $p_4$  составляла  $p_3/p_n \approx p_4/p_n \approx 125$ . Поскольку точное значение гидравлических потерь в камере сгорания неизвестно, были проведены параметрические расчеты по определению места положения прямого скачка 2 (фиг. 5) при  $\sigma_{г.к} = 0,7-1$ . Здесь  $\sigma_{г.к}$  — коэффициент восстановления полного давления, соответствующий гидравлическим потерям в камере; в гидравлические потери включены все виды потерь полного давления, кроме потерь в прямом скачке и термодинамических потерь, связанных с подводом тепла: потери на трение, на обтекание уступа, пилонов, инжекторов и т. д. [7].



Ф и г. 5

ной на участке 2—3 камеры сгорания ( $1 - \alpha = 1,6-1,8$ ;  $2 - \alpha = 1,65-1,7$ ;  $3 - \alpha = 2,5$ ;  $4 - \alpha = 3$ ; 5, 6 — без подачи водорода в модель; 7 — срыв втекания в модель и прекращение горения). Видно, что чем больше сгорало водорода, тем выше давление на участке 2—3. В опытах с измерением давления в точках  $p_1$ ,  $p_3$ ,  $p_4$  модели проводилась также кино-

На основе этих данных были вычислены те значения поперечных сечений камеры сгорания  $F_{п.с}/F_2 = f(\xi, \sigma_{г.к})$ , в которых располагался прямой скачок (фиг. 5, б), здесь  $F_{п.с}$  — площадь поперечного сечения камеры сгорания, в котором расположен прямой скачок. Поскольку в конце режима  $\xi = 0,7-0,8$ , расчеты выполнялись для  $\xi = 0,7$  и  $0,8$ . На фиг. 5, а приведено изменение площади поперечного сечения (кривая 3) по длине камеры сгорания. При этом считалось, что за уступом расширение камеры происходит по разделительной линии тока 1, длина застойной зоны предполагалась равной 6 высотам уступа [18]. Оценки, проведенные с использованием коэффициентов сопротивлений, взятых из [19], показали, что на участке от сечения 2 до конца камеры сгорания потери полного давления, связанные с гидравлическими потерями, не превышают  $0,25-0,2$ , т. е.  $\sigma_{г.к} > 0,75-0,8$  (при дозвуковом подводе тепла). Поэтому из фиг. 5 следует, что прямой скачок при рассмотренных значениях  $\xi = 0,7-0,8$  и  $\sigma_{г.к} > 0,75$  будет находиться в районе застойной зоны за уступом.

При самом неблагоприятном сочетании величин  $\sigma_{г.к} = 0,75$  и  $\xi = 0,8$  для варианта 1 модели значение  $F_{п.с}/F_2 \approx 1,2$ , а расстояние от горла воздухозаборника до места расположения прямого скачка  $l_{\min} = 28$  мм. Здесь  $l_{\min}$  обозначает минимальное расстояние от горла до прямого скачка, меньше которого при газотермодинамическом расчете нельзя в настоящей модели закладывать расстояние между сечением 2 и расчетным скачком. Если при каком-то режиме работы модели расстояние между сечением 2 и расчетным значением прямого скачка будет меньше  $l_{\min}$  (реально это означает, что начало псевдоскачка будет находиться выше горла воздухозаборника), то при работе модели должен произойти срыв втекания в воздухозаборник. И наоборот, если при работе модели расстояние между сечением 2 и расчетным значением прямого скачка будет больше, чем  $l_{\min}$  (реально это означает, что начало псевдоскачка будет находиться либо в горле воздухозаборника, либо ниже горла по потоку), то работа камеры сгорания не будет влиять на работу воздухозаборника.

Из фиг. 5 можно сделать вывод (поскольку рассматривается момент непосредственно перед срывом втекания воздуха в модель), что срыв втекания при  $T_n \leq 108$  К (для  $\alpha = 1,7$ ,  $\xi = 0,7-0,8$ ) происходит не из-за термического запираания камеры сгорания, так как существует еще по крайней мере 20 %-ный запас по площади, а из-за того, что место, где происходит нарастание давления в камере сгорания за счет перехода течения от сверхзвукового к дозвуковому, расположено слишком близко к горлу воздухозаборника.

По работе [16] длина псевдоскачка при тех значениях  $M = 4,5-5,3$ , которые имелись в данной модели за горлом воздухозаборника перед псевдоскачком, составляет 12—15 калибров, если нет явления, названного в [17] фиксацией псевдоскачка, и поэтому относительное расстояние  $l_{\min}/h_r \approx 8$ , где  $h_r$  — высота горла воздухозаборника, сравнимо с длиной псевдоскачка, хотя и несколько меньше длины псевдоскачка.

С помощью проведенного рассуждения можно объяснить, почему в модели варианта 2 ( $f_2 = 0,18$ ) наблюдался срыв втекания воздуха в модель сразу же после подачи в нее водорода. На фиг. 5, а кривая 4 показывает относительную площадь поперечного сечения камеры сгорания за горлом воздухозаборника для варианта 2 модели с  $f_2 = 0,18$ . Видно, что при тех же значениях  $\sigma_{г.к}$  и  $\xi$  в модели варианта 2 место интенсивного повышения давления (в расчетной модели прямой скачок) будет находиться значительно ближе к горлу воздухозаборника, чем в варианте 1. Так, при  $\sigma_{г.к} = 0,75$  и  $\xi = 0,8$  скачок будет находиться для варианта 1 модели на расстоянии от горла  $l_{\min}/h_r \approx 8$ , а в варианте 2 на расстоянии в 2,5 раза меньше, т. е. для модели варианта 2 начало псевдоскачка должно бы находиться выше горла воздухозаборника, что и приводило к срыву втекания воздуха в модель. Осуществление только одного мероприятия — смещение места интенсивного повышения давления дальше от горла воздухозаборника (переход от варианта 2 к варианту 3 модели, который отличался от варианта 2 только меньшим расширением центрального тела на 5 пмтф, № 6, 1983 г.



участке 2—3, за счет чего место интенсивного повышения давления даже при несколько меньшей, чем в варианте 2, длине  $l_{2-3}$  удалено от горла воздухозаборника) — позволило при той же конфигурации воздухозаборника осуществлять сжигание водорода в модели. В [17] наблюдалось внезапное смещение псевдоскачка вверх против потока. Аналогичное явление наблюдалось и в опытах с настоящей моделью. Так, на фиг. 4 представлен опыт с  $\alpha = 2,5$ , в котором до  $\tau = 30$  мс давление в точке  $p_1$  повышалось незначительно, а при  $\tau \geq 30$  мс произошло скачкообразное повышение давления. Причем в точках  $p_3$  и  $p_4$  давление практически не изменилось. На фиг. 4 представлены также два опыта с  $\alpha \approx 1,7$  (1 и 2), для которых давления в точке  $p_1$  различаются, начиная с  $\tau \approx 30$  мс и до срыва втеkania в модель, хотя давления в точках  $p_3$  и  $p_4$  совпадают в этих опытах очень хорошо. Все это свидетельствует о том, что явление перехода течения на начальном участке камеры сгорания от сверхзвукового к дозвуковому является в какой-то мере нестационарным, «жестко» не связанным только с термодинамикой и геометрией камеры сгорания.

Поступила 11 X 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Курзинер Р. И. Реактивные двигатели для больших сверхзвуковых скоростей полета. М.: Машиностроение, 1977.
2. Зуев В. С., Макарон В. С. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1971.
3. Теория воздушно-реактивных двигателей/Под ред. С. М. Шляхтенко. М.: Машиностроение, 1975.
4. Баев В. К., Константиновский В. А., Третьяков П. К. Моделирование камеры сгорания ГПВРД.— В кн.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск, 1979.
5. Osgerby Y. T., Smithson H. K., Wagner D. A. Supersonic combustion tests with a double-oblique-shock SCRAMJET in a shock tunnel. AIAA Paper N 827, 1969.
6. Бошнятов Б. В., Гилязетдинов Б. Н., Затолока В. В. Экспериментальные исследования гиперзвуковых воздухозаборников.— В кн.: Аэромеханика. М.: Наука, 1976.
7. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. М. Исследование работы двухрежимной камеры сгорания при дозвуковом режиме подвода тепла.— В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск, 1982.
8. Королев А. С., Бошнятов Б. В., Друкер И. Г., Затолока В. В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука, 1978.
9. Баев В. К., Бошнятов Б. В., Пронин Ю. А., Шумский В. В. Экспериментальное исследование воспламенения водорода, вдуваемого в сверхзвуковой поток горячего воздуха.— В кн.: Газодинамика горения в сверхзвуковом потоке. Новосибирск, 1979; Исследование впрыска жидкости в сверхзвуковой поток высокоэнтальпийного газа.— ФГВ, 1981, т. 17, № 3.
10. Лашков А. И., Никольский А. А. Волновой запуск сверхзвукового диффузора.— Инж. журн., 1962, т. 2, вып. 1.
11. Затолока В. В., Звегинцев В. И., Шумский В. В. Влияние процесса сжатия в воздухозаборнике на удельные тяговые характеристики ГПВРД.— Изв. СО АН СССР, 1978, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
12. Гольдфельд М. А., Долгов В. И. Развитие турбулентного пограничного слоя после взаимодействия со скачком уплотнения.— Изв. СО АН СССР, 1976, № 13. Сер. техн. наук, вып. 3.
13. Гурылев В. Г., Плотрович Е. В. Срыв течения на входе сверхзвукового воздухозаборника.— Учен. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 3.
14. Гольдфельд М. А., Затолока В. В., Тютинна Э. Г. Экспериментальное исследование отрывных свойств пограничного слоя перед прямоугольным выступом на цилиндрической трубе.— Изв. СО АН СССР, 1975, № 8. Сер. техн. наук, вып. 2.
15. Сарен Ю. А., Шумский В. В. Характеристики ГПВРД с двухрежимной камерой сгорания.— В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск, 1982.
16. Основы газовой динамики/Под ред. Г. Эммонса. М.: ИЛ, 1963.
17. Гурылев В. Г., Трифонов А. К. Псевдоскачок в простейшем воздухозаборнике в виде цилиндрической трубы.— Учен. зап. ЦАГИ, 1976, т. 7, № 1.
18. Чжен П. Отрывные течения. Т. 3. М.: Мир, 1973.
19. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1960.