

расход жидкости резко возрастает (или падает) чуть ли не в  $A$  раз, а режим течения скачком меняется от соответствующего полному превращению на выходе из реактора до такого, в котором единственным видимым проявлением химических превращений является наличие сжимающего поток почти неподвижного слоя продуктов реакции ( $Z_0/U \ll \zeta_*$ , профиль образующегося слоя указан в выражении (4.8)).

Для глубины превращения в реакторе  $\eta$  можно предсказать зависимость вида  $\eta = aU_*/U$ , где множитель  $a$  слабо меняется с увеличением расхода,  $a(U_*) = 1$ .

Результаты анализа свидетельствуют, что основные количественные закономерности в случае значительного возрастания вязкости реагирующей жидкости определяются значениями всего лишь двух параметров — величины относительного увеличения вязкости  $A \equiv \mu_1/\mu_0$  и параметра  $t_*$ , играющего роль характеристического для данной задачи масштаба времени. И так как параметр  $t_*$  оказывается единственным параметром, отражающим характер изменения вязкости во времени, важно подчеркнуть, что его значение определяется главным образом поведением вязкости на временах, соответствующих малым глубинам превращения, когда вязкость еще сравнительно близка к исходной (причем, чем раньше вязкость жидкости начинает заметно отличаться от исходной, тем меньше значение  $t_*$  [6]), тогда как особенности изменения вязкости на больших глубинах, где она уже существенно превышает исходную, а также время достижения полного превращения слабо или практически вовсе не влияют на значение параметра  $t_*$  (а следовательно, и на закономерности течения).

Поступила 21 X 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Pearson J. R. A. Variable-viscosity flows in channels with high heat generation. — J. Fluid Mech., 1977, vol. 83, N 1.
2. Ockendon H., Ockendon J. R. Variable-viscosity flows in heated and cooled channels. — J. Fluid Mech., 1977, vol. 83, N 1.
3. Бостанджиян С. А., Боярченко В. И. и др. Низкотемпературные режимы полимеризации в проточном реакторе. — ПМТФ, 1979, № 1.
4. Лайцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970.
5. Ваганов Д. А. Некоторые двумерные эффекты при течении реагирующей жидкости со свойствами, меняющимися с глубиной превращения. — ПМТФ, 1977, № 1.
6. Ваганов Д. А. Квазистационарное течение реагирующей жидкости, теряющей текучесть при глубоких степенях превращения. — ПМТФ, 1982, № 3.

УДК 536.46; 621.45.022

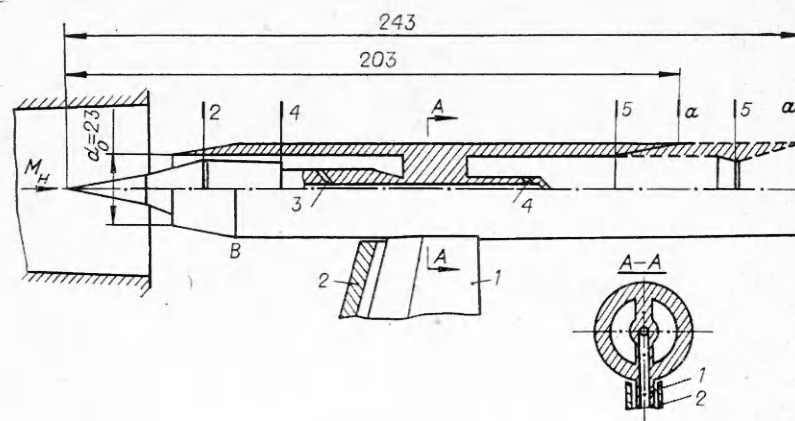
### ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК И ПАРАМЕТРОВ ПОТОКА В ТРАКТЕ МОДЕЛЕЙ С ГОРЕНИЕМ

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

(Новосибирск)

В [1] изложены результаты исследования силовых характеристик и параметров потока во внутреннем тракте газодинамической модели с горением в импульсной аэродинамической трубе при числе Маха набегающего потока воздуха  $M_H = 7,3$ , которое определялось тем, что энергетика импульсной трубы ИТ-301 [2], где производились исследования, допускала при условии обеспечения давления и температуры, достаточных для самовоспламенения водорода в модели, иметь объем форкамеры трубы не более  $\sim 1,2$  дм<sup>3</sup>. Данный объем форкамеры (с учетом максимально возможного для проведения измерений сил и давления темпа падения параметров набегающего воздуха) позволял иметь диаметр критического сечения сопла трубы не более  $\sim 10$  мм, что при имевших место в [1] размерах модели  $d_0 = 72$  мм определяло минимально возможное  $M_H = 7-7,5$ , где  $d_0$  — диаметр входа в воздухозаборное устройство модели.

Положительные результаты [1] как по рабочему процессу во внутреннем тракте модели, так и по силовым характеристикам поставили вопрос, нельзя ли за счет уменьшения размеров модели опуститься вниз по  $M_H$  при той же энергетике трубы и при том же темпе падения параметров? Поэтому была разработана модель с  $d_0 = 23$  мм, что позволило опуститься по числу Маха набегающего потока воздуха до  $M_H = 4,9$ . Изложение результатов исследований, выполненных на этой модели в высокоэнтальпийном потоке воздуха, составляет содержание данной работы.



Ф и г. 1

Модель (фиг. 1) представляла собой комбинацию воздухозаборного устройства и камеры, расположенной между сечениями 2 и 5, в которой происходило сгорание подаваемого в модель водорода. Внутренний тракт модели либо имел на выходе критическое сечение — вариант 1 модели, либо не имел критического сечения — вариант 2; при этом расширение камеры сгорания  $\bar{F}_K = F_5/F_2$  составляло 2,92 и 3,75 для вариантов 1 и 2 соответственно, где  $F_5$  и  $F_2$  — площади поперечных сечений на выходе из камеры сгорания в сечении 5 и на входе в камеру в сечении 2.

Модель устанавливалась в рабочей части импульсной трубы по оси профилированного сопла на боковом пилоне 1, закрытом обтекателем 2. Пилон крепился к механическому устройству, служащему для выделения из полной аэродинамической силы продольной составляющей. Это устройство в свою очередь соединялось с однокомпонентными аэродинамическими весами [3]. Поскольку в модели нет объема, где можно было бы разместить запас водорода, как это было сделано в модели [1], то водород подавался к модели из внешнего баллона емкостью 120—150 см<sup>3</sup> через тот же пилон, на котором крепилась модель.

Вдув водорода в модель осуществлялся в двух поясах подачи 3 и 4 через отверстия диаметром 1 мм, просверленные под углом 45° навстречу потоку: в переднем поясе 3 подачи — 8 отверстий, в заднем поясе 4 — 6 отверстий. Через передний пояс подавалось ~ 60% водорода, через задний пояс ~ 40%.

Опыты проводились при следующем диапазоне параметров набегающего на модель воздуха: давление и температура торможения  $p_{0н}(\tau) = 60\text{—}7\text{ МПа}$ ,  $T_{0н}(\tau) = 1850\text{—}1000\text{ К}$ , статическое давление и температура  $p_n(\tau) = 1100\text{—}150\text{ гПа}$ ,  $T_n(\tau) = 350\text{—}180\text{ К}$ , скоростной напор  $q_n(\tau) = 1,8\text{—}0,25\text{ МПа}$ ,  $M_n = 4,9$ , расход воздуха через модель  $0,85\text{—}0,14\text{ кг/с}$ , единичное число  $Re(\tau) = v_n(\tau)/\nu_n(\tau) = (100\text{—}30) \cdot 10^6\text{ 1/м}$ , где  $\nu_n$  и  $\nu_n$  — скорость и кинематическая вязкость набегающего на модель воздуха. Здесь  $\tau = 0\text{—}50\text{ мс}$  — текущее время режима, начало отсчета берется от момента разряда конденсаторной батареи в форкамере трубы. Темп падения параметров в течение режима типичный для импульсных труб и при имевших место объеме форкамеры 1,14 дм<sup>3</sup>, диаметре критического сечения сопла 10 мм и напряжении зарядки конденсаторной батареи  $U = 4\text{—}4,2\text{ кВ}$  близок к данным [4].

Модель полностью не попадала в ромб Маха. Поэтому она устанавливалась на таком расстоянии от среза сопла, чтобы точка В (см. фиг. 1) находилась в ромбе Маха. При этом возмущения в рабочей части трубы попадали на цилиндрическую часть модели и не участвовали в создании продольной силы.

Опыты с изменением относительной площади горла воздухозаборника  $f_2 = F_2/F_0$ , где  $F_0 = \pi d_0^2/4$ , показали, что работа модели без срыва втека-

ния в нее воздуха в течение всего режима работы импульсной трубы возможна лишь при  $f_2 > 0,26$ . При меньших значениях  $f_2$  втекание в модель срысывается, причем тем раньше, чем меньше  $f_2$ . Причина этого явления связана с ростом отрыва пограничного слоя на центральном теле в месте падения отраженного от обечайки скачка [5].

Перед проведением опытов с целью определения области параметров, ожидаемых в эксперименте, было выполнено расчетное исследование силовых характеристик и параметров рабочего тела в тракте модели варианта 2 для условий испытания модели в импульсной трубе. При расчетах варьировались  $\bar{F}_K$ ,  $T_H$ ,  $M_H$ , коэффициент избытка воздуха  $\alpha$  и полнота сгорания  $\xi$  водорода. Расчет параметров рабочего тела в характерных сечениях модели проводился с учетом подвода массы и реальных свойств продуктов сгорания с воздухом в условиях химического и энергетического равновесия [6, 7]. Расчеты показали следующее.

1. При  $M_H = 4,9$  и  $T_H < 350$  К, для которых проводились экспериментальные исследования, подвод тепла, выделяющегося от сгорания водорода с  $\alpha = 0,5-1$  и  $\xi > 0,5$ , осуществляется при дозвуковом потоке газа в камере сгорания.

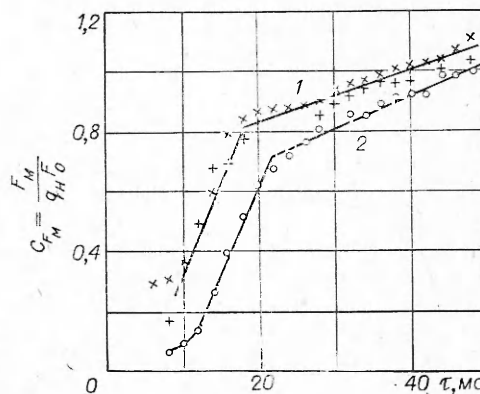
2. На силовые характеристики внутреннего тракта модели сильное влияние оказывает степень расширения камеры сгорания  $\bar{F}_K$ . Так, при  $M_H = 4,9$  увеличение  $\bar{F}_K$  от минимально возможного 1,59 (при  $M_H = 4$ ) до 3,75 приводит к ухудшению удельных силовых характеристик на  $\sim 40\%$ .

3. С увеличением  $\bar{F}_K$  падает уровень давления в камере сгорания и одновременно увеличивается степень недорасширения рабочего тела на выходе из модели.

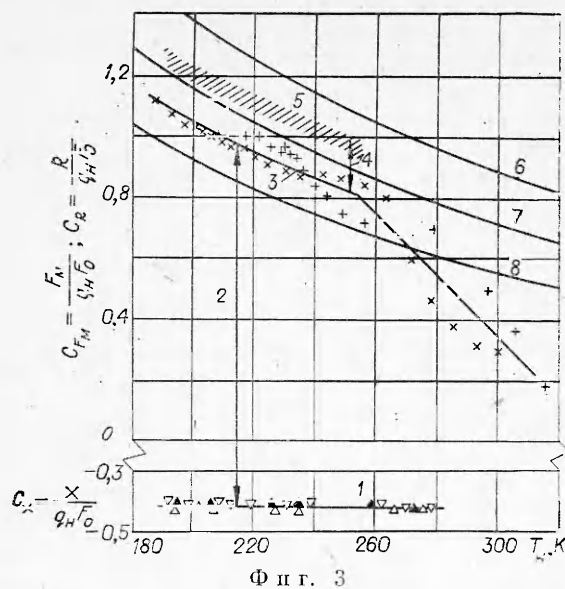
4. Зависимость коэффициента внутренней тяги модели  $C_R = R/(q_H F_0)$  (где  $R$  — внутренняя тяга, т. е. сила, приложенная только ко внутренним поверхностям тракта модели) от  $T_H$  определяется изменением относительного подогрева рабочего тела, связанным с изменением  $T_H$ .

На фиг. 2 приведены в зависимости от времени работы трубы экспериментальные значения коэффициента тяги модели  $C_{F_M} = \bar{F}_M/(q_H F_0)$ , где  $F_M$  — тяга модели, измеренная весами. Для варианта 1 модели (кривая 1) коэффициент избытка воздуха изменялся в опытах от  $\alpha = 0,55$  в начале режима до  $\alpha = 0,65$  в конце режима, для варианта 2 (кривая 2) — от  $\alpha = 0,7$  в начале режима до  $\alpha = 0,5$  в конце режима.

Из фиг. 2 видно, что в районе  $\tau \approx 20$  мс наблюдается излом кривых  $C_{F_M} = f(\tau)$ . Причиной этого излома для данной модели, так же как и для модели [1] в испытаниях при  $M_H = 7,3$ , явилась перестройка течения в камере сгорания от сверхзвукового, установившегося в первые миллисекунды работы трубы, до дозвукового. Время, необходимое на эту перестройку, составляло  $\sim 20$  мс. Причем для модели варианта 2 это время несколько больше, чем для варианта 1, что связано с большим расширением камеры сгорания варианта 2 и, следовательно, с необходимостью в большем относительном подогреве рабочего тела для смены режима теплоподвода в варианте 2 модели по сравнению с вариантом 1. Как показано в [1], после завершения переходного процесса в камере сгорания модели устанавливается горение водорода в среднем при дозвуковом потоке в камере. Тяга варианта 2 модели меньше, чем варианта 1, как и следует из расчет-



Ф и г. 2



Фиг. 3

делей близки и находятся в диапазоне  $C_X = 0,41 - 0,44$ . Как видно из фиг. 3, после установления в модели дозвукового горения водорода значения коэффициента тяги модели  $C_{F_M}$ , полученные при различных  $T_n$ , аппроксимируются одной кривой 3, характеризующей тягу модели, т. е. силу, приложенную ко всем поверхностям модели, как внутренним, так и наружным. Разница 2 между тягой модели и сопротивлением модели при отсутствии подачи водорода в модель характеризует эффект от сжигания водорода в модели.

При расчетах тяговых характеристик модели обычно оперируют с внутренней тягой. Внутренняя тяга  $R$  больше измеренной весами тяги модели  $F_M$  на сопротивление обечайки и на ту величину тяги, которая могла бы быть создана рабочим телом за счет тепла, теряемого в стенки модели. Область 5 на фиг. 3, полученная после добавки к тяге модели сопротивления обечайки, определенного из двумерного расчета обтекания наружных поверхностей модели и тепловых потерь, вычисленных по данным теплоотдачи к плоской пластине [8] (отрезок 4 на фиг. 3), дает экспериментальные значения коэффициента внутренней тяги  $G_R$  модели. Область 5 можно сравнивать с расчетными значениями  $C_R$ . Расчетные значения  $C_R$ , приведенные на фиг. 3, получены при следующих параметрах расчета:  $\alpha = 0,6$ , коэффициент скорости сопла модели  $\varphi_c = 0,98$ , коэффициент полноты сгорания  $\xi = 1; 0,9$  и  $0,8$  (кривые 6—8 соответственно).

Из сравнения расчетных и экспериментальных значений следует.

1. С уменьшением  $T_n$  экспериментальные значения  $C_R$  растут, совпадая с расчетной зависимостью  $C_R = f(T_n)$ , т. е. в экспериментах определяющим фактором, влияющим на  $C_R$ , является, как и в расчетах, относительный подогрев рабочего тела.

2. Полнота сгорания водорода, соответствующая экспериментальным значениям  $C_R$ , находилась в проведенных опытах в промежутке  $0,9 - 0,95$  для диапазона  $T_n = 260 - 190$  К.

3. С уменьшением  $T_n$  полнота сгорания водорода в модели незначительно уменьшалась. Происходило это потому, что с уменьшением  $T_n$  (с увеличением времени режима  $\tau$ ) уменьшалось и  $p_n$ : за время режима  $\tau = 50$  мс  $p_n$  уменьшалось в  $\sim 10$  раз,  $T_n$  — в  $1,8 - 2$  раза, т. е. с увеличением времени режима ухудшались условия для сжигания водорода в модели, что и привело к уменьшению полноты сгорания при меньших  $T_n$ .

Более высокие значения полноты сгорания в настоящей модели ( $\xi = 0,9 - 0,95$ ) по сравнению с полнотой сгорания в модели [1] ( $\xi = 0,7 - 0,9$ ) связаны со следующими факторами: с лучшим распределением водо-

ных данных по влиянию  $F_K$  на внутренние тяговые характеристики модели.

Данные по тяге и сопротивлению модели в зависимости от статической температуры набегающего воздуха  $T_n$  приведены на фиг. 3, где приводится также сравнение экспериментальных и расчетных данных по коэффициенту внутренней тяги модели.

Сравнивая коэффициент сопротивления  $C_X = X/q_n F_0$  данной модели (кривая 1), где  $X$  — сила сопротивления, измеренная весами, с коэффициентом сопротивления модели [1] при  $M_n = 7,3$ , можно сказать, что  $C_X$  этих мо-

рода по поперечному сечению камеры сгорания, в модели [1] каждое отверстие обслуживало часть камеры (часть кольца) с размерами поперечного сечения  $\sim 12,5 \times 8,5$  мм, в настоящей модели — часть кольца с размерами  $7,1 \times 4,7$  мм; с эшелонированной подачей водорода в настоящей модели по сравнению с подачей водорода в одном сечении камеры сгорания в модели [1]; с в 5—7 раз более высоким физическим давлением в камере сгорания настоящей модели по сравнению с моделью [1], при этом следует заметить, что уровень  $T_{0н}$  (т) в опытах с настоящей моделью и в опытах с моделью [1] был примерно одинаков.

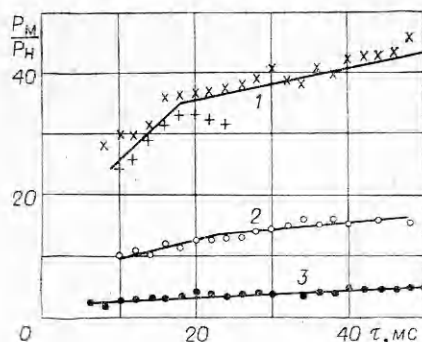
Во всех опытах проводилось измерение давления  $p_m$  в камере сгорания — отверстие приемника статического давления находилось в центральной части модели на обечайке за срезом пилона. На фиг. 4 приведены экспериментальные значения давления в камере сгорания в зависимости от времени режима, 1 — вариант 1 модели,  $\alpha = 0,55-0,65$ , 2 — вариант 2 модели,  $\alpha = 0,7-0,5$ , 3 — без подачи водорода в модель. Поскольку степень расширения камеры сгорания варианта 1 модели меньше, чем варианта 2 (следовательно, в варианте 1 больше, чем в варианте 2, степень поджатия внутреннего тракта), то и давление в модели варианта 1 при сжигании водорода больше, чем в варианте 2, что находится в полном соответствии с приведенными выше выводами из расчетов.

Из анализа силовых характеристик длительность переходного процесса в данной модели определялась в  $\sim 20$  мс. Из фиг. 4 также следует наличие переходного процесса в камере сгорания. Причем время переходного процесса, определенное по давлению в камере сгорания, очень хорошо совпадает с временем переходного процесса, определенного по тяговым измерениям.

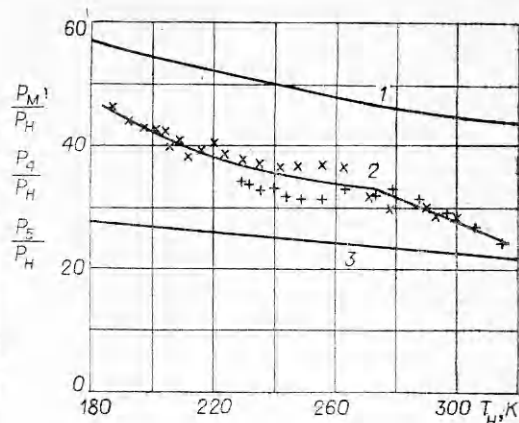
Следует отметить значительный рост давления в камере сгорания модели варианта 1 при подаче в нее водорода с  $\alpha \approx 0,6$ : давление при горении водорода повышается в 9—11 раз по сравнению с давлением в камере сгорания без подачи в нее водорода. Это выше, чем в модели [1], в которой давление в камере сгорания при горении водорода росло в 4—5 раз по сравнению с давлением без подачи водорода. И это несмотря на то, что степень расширения камеры сгорания настоящей модели значительно больше, чем в модели [1]: 2,92 по сравнению с 1,884 в модели [1]. Причина большего роста давления заключается в почти в 3 раза большем относительном расходе водорода через настоящую модель: опыты с данной моделью проводились при  $\alpha \approx 0,6$ , а опыты с моделью [1] — при  $\alpha \approx 1,7$ .

На фиг. 5 сравниваются экспериментальные значения давления  $p_m$  в модели варианта 1 с расчетными кривыми давления на выходе из камеры сгорания (в сечении 5) и в сечении 4 — том сечении камеры сгорания, в котором в расчетной схеме течения начинается подвод тепла в камере сгорания [1, 6] (1, 3 — расчет, 2 — эксперимент, 1 —  $p_4/p_n$ , 2 —  $p_m/p_n$ , 3 —  $p_5/p_n$ , где  $p_4$  и  $p_5$  — давление в сечениях 4 и 5 соответственно). Расчет выполнялся при тех же параметрах, при которых проводились опыты с моделью варианта 1:  $\alpha = 0,6$ ,  $\xi = 0,9$ . Из фиг. 5 видно, что измеренное давление  $p_m$  в модели достаточно хорошо совпадает с расчетным: давление  $p_m$  должно находиться между давлением в сечении 4 (кривая 1) и давлением в сечении 5 (кривая 3), что и имеет место.

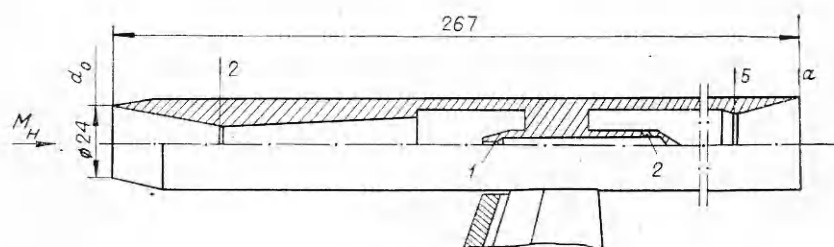
Расчетные кривые 1, 3 получены при подводе тепла в камере сгорания к дозвуковому потоку. Поэтому из фиг. 5 также следует подтверждение факта, установленного из силовых измерений и расчетного анализа: подвод тепла в камере сгорания после завершения переходного процесса осуществляется в данной модели в среднем к дозвуковому потоку в камере сгорания. Если бы было иначе, то экспериментальные значения  $p_m$  легли бы значительно ниже кривой 3, так как при подводе тепла к сверхзвуковому потоку максимальное давление в камере сгорания находится в сечении 5; во всех других сечениях камеры сгорания давление при подводе тепла к сверхзвуковому потоку в камере сгорания меньше, чем в сечении 5.



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

Наряду с моделью, представленной на фиг. 1, при  $M_H = 4,9$  и тех же самых параметрах набегающего воздуха испытывалась модель с воздухозаборным устройством полностью внутреннего сжатия (фиг. 6). Основные данные по рабочему процессу и силовым характеристикам при испытании в импульсной трубе газодинамических моделей с горением были получены в опытах с моделью [1] при  $M_H = 7,3$  и в опытах при  $M_H = 4,9$  с моделью, изображенной на фиг. 1. С моделью же, представленной на фиг. 6, было проведено ограниченное количество опытов, направленных в основном на подтверждение результатов, полученных на предыдущих двух моделях. Модель, изображенная на фиг. 6, представляла собой комбинацию воздухозаборника полностью внутреннего сжатия, камеры сгорания (участок между сечениями 2—5) и сопла (участок 5— $\alpha$ ). Конструктивно центральная часть, пилон, обтекатель пилон и сопловая часть моделей, изображенных на фиг. 1, 6, набирались из одних и тех же деталей. Подача водорода в модель осуществлялась в двух поясах: переднем 1 и заднем 2. Причем в переднем поясе подачи от опыта к опыту могли ставиться форсунки разных типов: струйные форсунки диаметром от 1 до 4 мм, форсунки, представляющие собой набор 6—8 отверстий диаметром 1 мм, просверленных под углом  $45^\circ$  либо навстречу потоку, либо по потоку. Модель с воздухозаборником внутреннего сжатия испытывалась с горением водорода при  $f_2 = 0,24$ , хотя относительная площадь горла воздухозаборника  $f_2 = 0,16$  также обеспечивала нормальное втекание воздуха в модель в течение всего режима работы трубы. В результате испытания модели, изображенной на фиг. 6, при  $\alpha = 1,7—0,8$  было получено следующее.

1. В течение 20—26 мс во внутреннем тракте модели происходила перестройка течения, связанная с изменением режима теплоподвода от сверхзвукового до звукового.

2. Уменьшение  $p_H$ ,  $T_H$ ,  $\alpha$  в течение режима приводило к срыву втекания в модель при  $\alpha = 0,8—0,9$ . Коэффициент тяги модели  $C_{F_M}$  непосредственно перед срывом составлял 1—1,2. Как и в предыдущих моделях, срыв втекания был связан с влиянием работы камеры сгорания на работу воздухозаборника — изменение способа подачи водорода в перед-

нем ноеясе подачп и геометрии начального участка камеры сгорания позволяло избежать срыва втекания воздуха в модель в течение всего времени работы трубы.

3. Тяговые характеристики модели соответствовали расчетным значениям, и их изменение от времени режима работы трубы (от  $T_n$ ) определялось изменением во времени относительного подогрева рабочего тела.

Следовательно, испытание модели с воздухозаборником внутреннего сжатия подтвердило результаты, полученные на модели [1] и на модели, представленной на фиг. 1.

Таким образом, проведенные расчетные исследования и эксперименты в импульсной аэродинамической трубе на трех газодинамических моделях с горением (на одной модели с  $d_0 = 72$  мм при  $M_n = 7,3$  [1] и двух моделях с  $d_0 = 23-24$  мм при  $M_n = 4,9$ ) показали следующее:

во всех испытанных моделях характер течения рабочего тела во внутреннем тракте моделей и его зависимость от  $T_n$  набегающего воздуха одни и те же (этот характер определяется относительным подогревом рабочего тела);

организация рабочего процесса с подачей водорода навстречу потоку и с небольшой рециркуляционной зоной позволила получить на сравнительно небольшой длине камеры сгорания 130—180 мм высокую полноту сгорания водорода в дозвуковом потоке воздуха (до  $\xi = 0,9-0,95$ ) и без отрицательного влияния работы камеры сгорания на работу воздухозаборника;

силовые характеристики, полученные в экспериментах, соответствуют расчетным, т. е. показана сходимость расчетной методики с экспериментальными данными.

Поступила 22 XII 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование работы двухрежимной камеры сгорания при дозвуковом режиме подвода тепла.— В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск, 1982; Исследование газодинамики модели с горением в импульсной аэродинамической трубе.— ПМТФ, 1983, № 6.
2. Королев А. С., Бошенятов Б. В., Друкер И. Г., Затолока В. В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука, 1978.
3. Белоусов С. В., Голод В. В., Пронин Ю. А., Ярославцев М. И. Весовые испытания тяжелых моделей в импульсном режиме при гиперзвуковых скоростях.— В кн.: Методы и техника аэродинамических исследований. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1978.
4. Баев В. К., Бошенятов 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: ИТПМ СО АН СССР, 1979.
5. Гурылев В. Г., Пиотрович Е. В. Срыв течения на входе сверхзвукового воздухозаборника.— Учен. зап. ЦАГИ, 1974, т. 5, № 3.
6. Сарен Ю. А., Шумский В. В. Характеристики ГПВРД с двухрежимной камерой сгорания.— В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1982.
7. Алемасов В. Е., Дрегалин А. Ф., Тишин А. П., Худяков В. А. Термодинамические и теплофизические свойства продуктов сгорания. Т. 1. М.: Наука, 1971.
8. Коваленко В. М. Расчет коэффициентов турбулентного течения и теплоотдачи гладкой пластины при сверхзвуковых скоростях и наличии теплообмена.— Тр. ЦАГИ, 1967, вып. 1084.

УДК 534.222.2

#### АВТОМОДЕЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

В. Н. Охитин

(Москва)

Автомодельная задача о распределении параметров за фронтом стационарной детонационной волны в совершенном газе имеет аналитическое решение лишь в плоском случае [1]. Для волн сферической и цилиндрической симметрии неоднократно получены численные решения с использованием различных уравнений состояния про-