

ВЛИЯНИЕ ВИДА ГОРЮЧЕГО НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРЯМОТОЧНЫХ ВОЗДУШНО-РЕАКТИВНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

В. В. Шумский

Институт теоретической и прикладной механики, 630090 Новосибирск

Проведен анализ экспериментальных исследований прямооточных воздушно-реактивных двигателей (ВРД), работающих на газообразном и жидком горючих. Показано, что для условий полета с числом Маха 5 на уровне земли результаты по рабочему процессу и тягово-экономическим характеристикам, полученные для ВРД на водороде, можно непосредственно использовать при разработке двигательных трактов гиперзвуковых ВРД, работающих на жидких бороорганических горючих.

В гиперзвуковых воздушно-реактивных двигателях (ВРД) в зависимости от их назначения могут применяться газообразные, жидкие и твердые горючие. При использовании для экспериментальных исследований высокоэнthalпийных установок можно обеспечить натурные параметры набегающего на модели воздуха, что позволяет испытывать модели как на газообразных, так и на жидких горючих. Однако в экспериментах часто предпочитают применять газообразный водород даже для моделей тех ВРД, которые в натуральных условиях должны работать на жидких горючих. Это позволяет благодаря высокой реакционной способности водорода сравнительно просто осуществлять подвод тепла к рабочему телу и исследовать характеристики цикла на удобном модельном горючем. Однако остается невыясненным, насколько результаты по рабочему процессу и тягово-экономическим характеристикам, полученные для гиперзвуковых ВРД на газообразном водороде, могут использоваться для анализа двигательного тракта, работающего на жидком горючем.

В настоящей работе проведено сравнение основных закономерностей рабочего процесса и тягово-экономических характеристик, полученных при исследовании малоразмерных моделей ВРД, испытывавшихся как на газообразных, так и на жидких горючих [1–4].

Модели состояли из воздухозаборника (ВЗ), камеры сгорания (КС) и сопла. Наружная поверхность моделей выполнялась в виде цилиндрической поверхности для того, чтобы возмущения в рабочей части (модели полностью не входили в ромб Маха) не создавали продольную силу. В этом случае к наруж-

ной поверхности приложены лишь сила трения и сила волнового сопротивления, действующая на переднюю часть обечайки, которая в весовых испытаниях находилась в ромбе Маха. Чтобы уменьшить силу волнового сопротивления, превышение наружного диаметра модели (d_m) над диаметром струи воздуха, входящей в модель (d_0), выбиралось минимально возможным из конструктивных соображений. Ниже рассматриваются результаты, полученные на двух осесимметричных моделях: $d_m = 30$ мм, $d_0 = 23$ мм и $d_m = 84$ мм, $d_0 = 73,5$ мм. Описание моделей, схемы расположения их в рабочей части установок и режимы испытаний приведены соответственно в [1] и [4].

Камеры сгорания моделей выполнялись по схеме двухрежимной КС с тем, чтобы в одном канале можно было осуществить подвод тепла к сверхзвуковому и дозвуковому потокам. В КС отсутствовали какие-либо поджигающие устройства и не предусматривались специальные стабилизаторы пламени.

В камере сгорания модели с $d_m = 30$ мм (рис. 1) горючее могло подаваться либо в первом поясе подачи через восемь равномерно расположенных отверстий под углом φ_1 , либо во втором поясе подачи через шесть равномерно расположенных отверстий под углом φ_2 , либо через оба пояса одновременно. В последнем случае через передний пояс подавалось $\approx 60\%$ горючего, через задний пояс $\approx 40\%$. Диаметр отверстий $\approx 0,2$ мм для жидких горючих, 1 мм для газообразного водорода. На этом же рисунке приведены распределение площадей поперечных сечений внутреннего тракта по длине модели и тракты, используемые для расчетного анализа. Отличие между фактическими

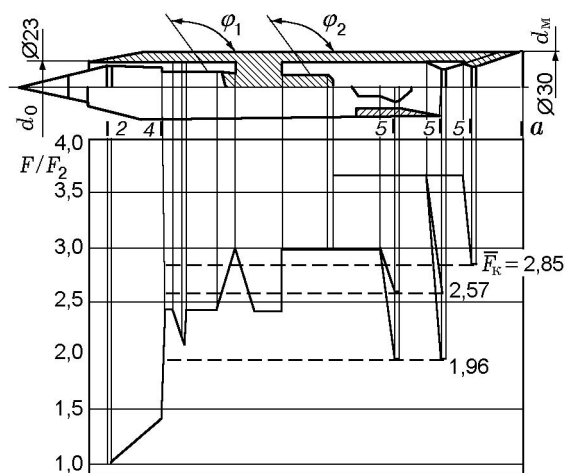


Рис. 1. Изменение площади поперечных сечений КС по длине модели с $d_M = 30$ мм:

штриховые линии — тракт КС, используемый для расчетного анализа

и расчетными трактами в том, что в расчетной конфигурации нет ряда конструктивных особенностей, которые есть во внутреннем тракте моделей, таких как инжекторы, пилоны и т. д., но основные геометрические соотношения ($f_2 = F_2/F_0$, $\bar{F}_K = F_5/F_2$, F_5/F_0 , F_a/F_0) в модели и расчетной схеме были одними и теми же (F_i — площадь соответствующего поперечного сечения тракта модели).

Опыты проводились в высокоэнтальпийной установке [2, 3] как при снижающихся в течение режима значениях параметров набегающего на модель воздуха (импульсный режим), так и при постоянных параметрах воздуха при числе Маха набегающего на модели потока $M_H = 5$ и воспроизводстве параметров воздуха для высот $H = 0 \div 25$ км. Типичные параметры испытаний приведены в [1, 3, 4].

Чтобы устранить влияние размеров модели на результаты измерений, анализ влияния типа горючего проводился для модели, имевшей увеличенные примерно в три раза размеры ($d_0 = 73,5$ мм, $d_M = 84$ мм, см. рис. 2) по сравнению с представленной на рис. 1 ($d_M = 30$ мм).

На этой модели применялись инжекторы двух типов:

— со встречной подачей горючего (рис. 3), в основном использовались для подачи газообразного водорода и лишь в ряде опытов для подачи жидкого горючего;

— с подачей горючего под углом 135° к оси модели (рис. 4), использовались для впрыска жидкого горючего.

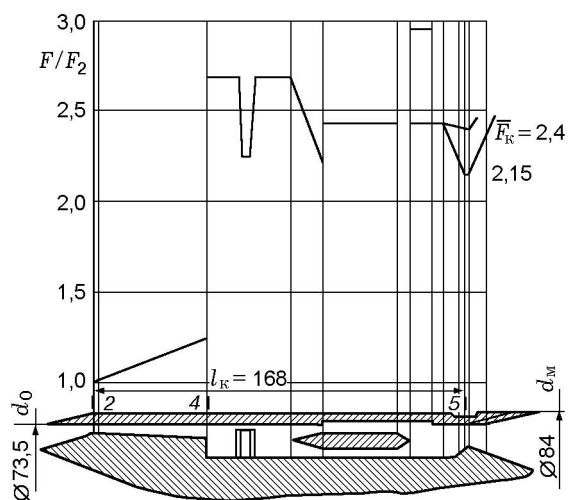


Рис. 2. Изменение площади поперечных сечений по длине КС модели с $d_M = 84$ мм

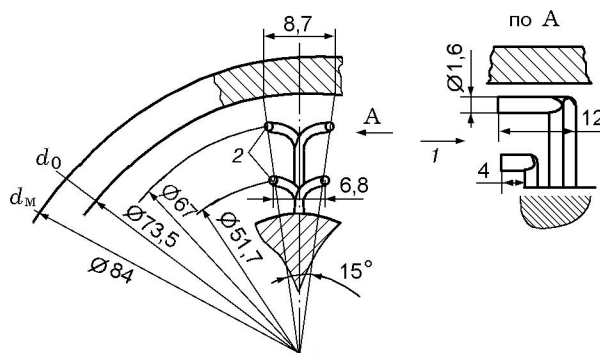


Рис. 3. Инжекторы со встречной подачей горючего:

1 — направление воздушного потока; 2 — 48 отверстий диаметром 0,3 мм для подачи водорода и 48 отверстий диаметром 0,2 мм для подачи жидкого горючего

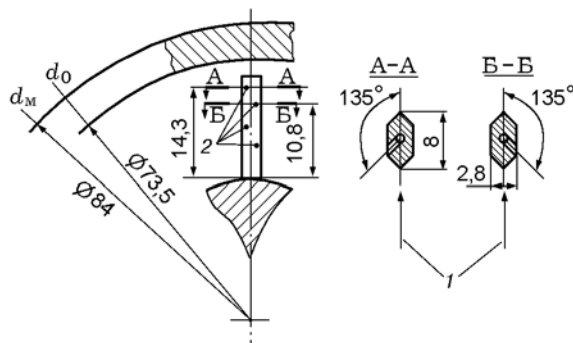


Рис. 4. Схема подачи жидкого горючего в КС:

1 — направление воздушного потока, 2 — 48 отверстий диаметром 0,2 мм

Каждый инжектор обслуживал 1/48 часть поперечного сечения КС. Для КС с $\bar{F}_k = 2,4$ минимальная площадь поперечного сечения КС находится в начале утолщения пилонов, на расстоянии 53 мм ниже сечения 4. Однако поскольку это пережатие КС близко от инжекторов, полнота выгорания на этой длине еще невысока. Поэтому критическим сечением для внутреннего тракта и в случае $\bar{F}_k = 2,4$, и в случае $\bar{F}_k = 2,15$ будет действительно сечение 5.

РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС

Полнота сгорания по результатам весовых измерений. Методика определения полноты сгорания по результатам весовых измерений видна из рис. 5, который относится к работе модели диаметром $d_m = 30$ мм на газообразном водороде. На рис. 5 X и F_M — сила сопротивления и сила тяги соответственно, измеряемые весами; q_n — скоростной напор, T_n — статическая температура набегающего на модель потока. Весами измеряется полная сила (X или F_M), приложенная ко всем поверхностям модели, как наружным, так и внутренним (см. кривые 1–3 на рис. 5: 1 — в опытах без подачи водорода в модель, 2, 3 — в опытах с подачей в модель водорода с коэффициентом избытка воздуха $\alpha \approx 0,6$). Затем из этой силы выделяется часть, прикладываемая только к внутренним поверхностям (сила R).

На рис. 5 коэффициент полной силы C_{F_M} , измеряемой весами, представлен кривой 3, проведенной через экспериментальные точки. Внутренняя тяга модели, т. е. сила, приложенная только к внутренним поверхностям тракта модели, больше измеренной весами силы F_M на величину сопротивления обечайки, которая состоит из волнового сопротивления обечайки ($X_{волн}$) и сопротивления трения на наружных поверхностях обечайки ($X_{тр}$). Обе эти составляющие поддаются расчету: $C_{X_{волн}}$ определялась из двумерного обтекания поверхностей сжатия ВЗ и передней части обечайки, $C_{X_{тр}}$ — по данным для плоской пластины.

Если к коэффициенту тяги модели C_{F_M} , измеренному весами (кривая 3 на рис. 5), добавить коэффициент сопротивления обечайки и коэффициент тяги, теряемый из-за потерь тепла в стенки, то область 5 даст коэффициент внутренней тяги, который создавал в опытах двигательный тракт модели при имевших место реальных значениях полноты сгора-

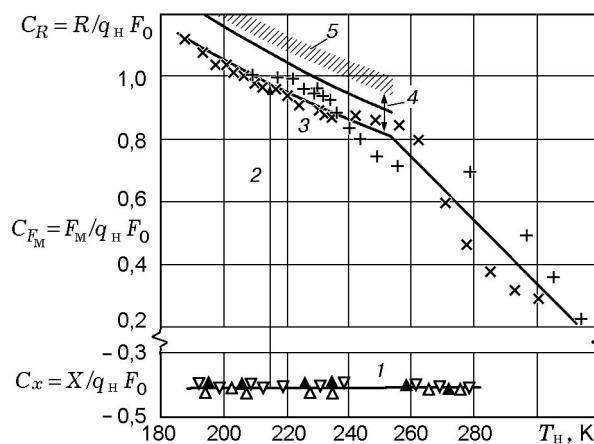


Рис. 5. Коэффициент тяги:

1 — сопротивление модели в опытах без подачи водорода; 2 — изменение силы, приложенной к модели, за счет сжигания водорода; 3 — экспериментальные значения C_{F_M} , $\alpha = 0,55 \div 0,65$; 4 — сопротивление обечайки и потери тяги, связанные с теплоотдачей; 5 — коэффициент внутренней тяги C_R двигательного тракта

ния. Область 5 представляет собой, таким образом, экспериментальные значения коэффициента внутренней тяги C_R модели, полученные коррекцией коэффициента тяги модели C_{F_M} , измеренного весами. Значения C_R из области 5 можно теперь сравнивать с расчетными величинами C_R .

Существует некоторая неопределенность в сравнении экспериментальных и расчетных значений C_R , связанная с приблизительным знанием уровня потерь в модели, который может характеризоваться коэффициентом потерь импульса (или коэффициентом скорости φ_c) на выходе из модели. Однако параметрические расчеты, в которых варьировались эти потери, показали, что неопределенность в потерях сравнительно слабо сказывается на определении полноты сгорания. Причина этого в том, что в опытах при числе Маха набегающего потока $M_n = 5$ импульс на выходе из модели значительно превышал импульс воздуха, входящего в модель. Потери импульса (даже определенные весьма приблизительно) составляли незначительную долю от разности выходного и входного импульсов, которая и определяет тягу модели.

Определенная весовым способом полнота сгорания ξ водорода в модели составляла $0,9 \div 0,95$ для всего диапазона температур ($280 \div 180$) К набегающего на модель воздуха.

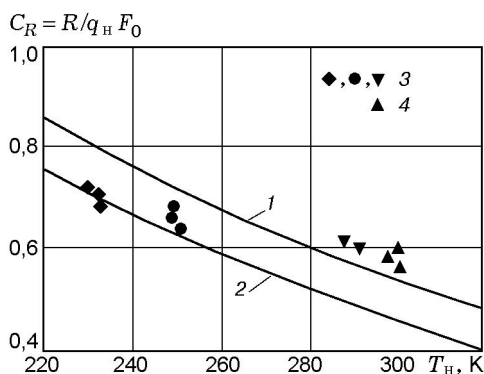


Рис. 6. Коэффициент внутренней тяги модели при работе на жидком горючем:

1, 2 — расчет при $\sigma_{гк} = 0,9$, $\varphi_c = 0,98$, $\xi = 0,8$ (1), $0,7$ (2); 3, 4 — экспериментальные значения: $\varphi_1 = 135^\circ$ (3), 45° (4)

Выполненные на модели с $d_m = 30$ мм опыты с впрыском в переднем поясе подачи жидкого бороорганического горючего [5, 6] (при постоянных в течение режима параметрах набегающего на модель воздуха) показали, что полнота сгорания, определенная по силовым измерениям, составляет $0,85 \div 0,95$. На рис. 6 точки 3, 4 представляют экспериментальные значения коэффициента внутренней тяги (измеренная весами сила с добавлением сопротивления наружных поверхностей модели, но без учета добавки в C_R , которую можно получить за счет потерь тепла в стенки двигательного тракта); $\sigma_{гк}$ — коэффициент восстановления полного давления, связанный с гидравлическими потерями в КС (местные потери и потери на трение). Сравнивая точки 3, 4 с расчетными кривыми 1 и 2, можно видеть, что экспериментальные данные соответствуют теплу, выделяющемуся при сгорании жидкого бороорганического горючего с полнотой $0,7 \div 0,8$. Если принять во внимание, что при испытаниях модели в высокоэнтальпийной установке в стенки внутреннего тракта модели терялось $15 \div 20\%$ тепла, выделяющегося при сгорании горючего с $\xi = 1$ [7], то физическая полнота сгорания жидкого горючего достаточно велика: не менее $0,85 \div 0,95$. При этом высокие значения полноты сгорания жидкого горючего наблюдались для всего исследованного диапазона $\bar{F}_k = 2,85 \div 1,96$ при вариации статической температуры набегающего потока $\pm 50^\circ C$ и длин КС в диапазоне $130 \div 180$ мм.

Одинаково высокая полнота сгорания в опытах на газообразном водороде и жидком го-

рючем и для моделей с $d_m = 30$ и 84 мм явилась следствием:

— воспроизводства в установке натуральных параметров набегающего на модели воздуха для условий с $M_n = 5$ на низких высотах, что обеспечивало самовоспламенение и высокие скорости сгорания рассмотренных горючих при небольших длинах камеры сгорания ($130 \div 180$ мм);

— эффективного смешения горючих с воздухом, реализованного в моделях.

Длительность переходного режима. Для двухрежимной КС в зависимости от относительно-го подогрева рабочего тела $\theta = T_{05}/T_{0н}$ возможны три режима течения (T_{05} — температура торможения на выходе из КС (в сечении 5), $T_{0н}$ — температура торможения набегающего потока).

1. $\theta < \theta_{перекл}$ — подвод тепла осуществляется в среднем к сверхзвуковому потоку. Под $\theta_{перекл}$ понимается такой относительный подогрев рабочего тела, при котором подвод тепла к сверхзвуковому потоку сменяется подводом тепла к дозвуковому потоку.

2. $\theta_{перекл} < \theta \leq \theta_{max}$ — подвод тепла осуществляется в среднем к дозвуковому потоку. Под θ_{max} понимается максимальный относительный подогрев рабочего тела, возможный в данной геометрии КС без срыва втекания воздуха в модель. При $\theta = \theta_{max}$ переход сверхзвукового потока в дозвуковой должен происходить в горле ВЗ (в сечении 2, см. рис. 1, 2).

3. $\theta > \theta_{max}$ — срыв втекания в модель. В данном режиме нельзя обеспечить нормальное втекание воздуха в модель.

На рис. 7 в зависимости от уровня гидравлических потерь в камере сгорания (на участке внутреннего тракта модели 2–5) приведена температура, при которой происходит перестройка течения в КС. Точка Б дает температуру переключения режимов при $\sigma_{гк} = 1$: при значениях T_n ниже точки Б подвод тепла будет происходить к дозвуковому потоку, а при T_n , лежащих выше точки Б, — к сверхзвуковому потоку. Если $\sigma_{гк} < 1$, но лежит правее линии ДЕ, подвод тепла будет осуществляться к дозвуковому потоку при значениях T_n , находящихся выше линии БЕ. То есть линия БЕ при $\sigma_{гк} < 1$, так же как и точка Б при $\sigma_{гк} = 1$, соответствует температуре переключения режимов теплоподвода в КС.

Если значения $\sigma_{гк}$ находятся левее линии ДЕ, подвод тепла в КС к дозвуковому потоку

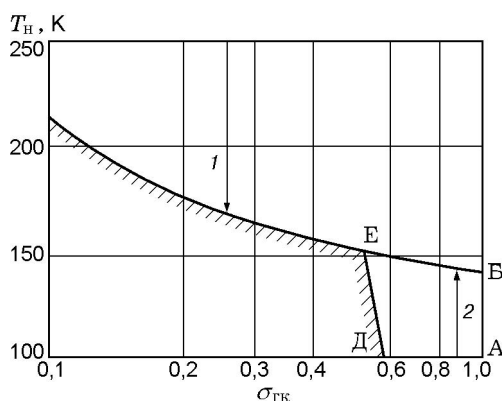


Рис. 7. Статическая температура набегающего потока, при которой происходит перестройка течения в КС:

1 — подвод тепла к сверхзвуковому потоку, 2 — подвод тепла к дозвуковому потоку

невозможен, что следует из уравнения расхода, записанного для сечений 2а и 5, где 2а — сечение за прямым скачком при расположении его в горле ВЗ.

Из кривой 3 на рис. 5 видно, что наблюдается излом линии $C_{F_M} = f(T_n)$. Это связано с тем, что на перестройку течения в КС необходимо какое-то время. Действительно, после запуска ВЗ в тракте модели устанавливается сверхзвуковое течение. Поскольку время установления течения в ВЗ ≈ 2 мс [8], можно считать, что первые порции горючего попадают в КС, когда в ней сформировалось (или почти сформировалось) сверхзвуковое течение воздуха. Поэтому самовоспламенение и горение первых порций горючего будут происходить в сверхзвуковом потоке воздуха. Выделяющееся при этом тепло приводит к уменьшению числа Маха сверхзвукового потока в КС и повышению p и T , т. е. к улучшению условий для самовоспламенения и горения последующих порций горючего. Это, в свою очередь, приводит еще к большему уменьшению числа Маха и увеличению p и T в КС, и т. д. Такой процесс должен продолжаться до установления какого-то устойчивого положения (или, поскольку в импульсном режиме параметры p_n , T_n , q_n , T_{0n} падают, — до установления какого-то квазиустойчивого положения). Причем в зависимости от располагаемого теплоподвода, полной температуры торможения набегающего потока и уровня потерь в КС будет реализовываться устойчивое положение как в среднем при сверхзвуковом, так и в среднем при дозвуковом

потоке в КС. Как показывают расчеты, в КС рассматриваемых моделей при имевших место условиях испытаний должно реализовываться дозвуковое течение.

Таким образом, за время режима в установке течение рабочего тела в КС модели должно измениться от сверхзвукового, установившегося за первые 2 мс работы трубы, когда еще не было подачи горючего, до дозвукового. Эксперименты показали, что время на такую смену, определенное по тяговым измерениям, составляет $20 \div 28$ мс.

На рис. 5 переходный процесс в КС определяется по результатам измерения сил, приложенных к модели. Время переходного процесса, определенное по измерениям давления в КС, составляет $20 \div 25$ мс и очень хорошо совпадает с временем переходного процесса, определенного по силовым измерениям. Итак, анализ давлений в моделях также подтверждает факт, установленный из силовых измерений и расчетного анализа: подвод тепла в КС после завершения переходного процесса осуществляется в моделях в среднем к дозвуковому потоку.

Термодинамический анализ смены режимов теплоотвода был выполнен независимо от типа горючего — основным параметром являлся относительный подогрев рабочего тела в тракте модели. Эксперименты с моделями подтвердили это: длительность переходного режима от сверхзвукового процесса подвода тепла, устанавливающегося в первые миллисекунды работы установки, к дозвуковому одна и та же как при работе модели на водороде, так при работе модели на жидком горючем.

Срыв втекания воздуха в модель. При испытаниях моделей в импульсном режиме (уменьшающейся температуре набегающего на модель воздуха) наблюдался срыв втекания воздуха в модель. Для разных горючих и коэффициентов избытка воздуха срыв происходил при разных временах τ , отсчитываемых от начала режима в установке, и разных значениях T_{0n} . Однако комплекс $\beta\sqrt{T_{05}/T_{0n}}$ в момент срыва втекания воздуха в модель оставался постоянным для всех опытов (β — увеличение массы рабочего тела за счет подвода горючего). При этом непосредственно перед срывом значение $\beta\sqrt{T_{05}/T_{0n}}$ было существенно меньше предельно возможного при термическом запираении для испытывавшихся конфигураций камер сгорания. Причиной срыва являлось то, что зона, в которой происходил переход течения от сверх-

звукового к дозвуковому вследствие теплоподвода, находилась слишком близко от сечения 2. Увеличение длины начального участка камеры сгорания позволяло во всех моделях «затянуть» срыв втекания в область больших относительных подогревов рабочего тела.

В опытах с постоянными в течение режима параметрами набегающего на модель воздуха относительный подогрев остается постоянным. Поэтому если сочетание длины начального участка КС, \bar{F}_k и относительного подогрева было таково, что начало псевдоскачка выходило на поверхности внешнего сжатия ВЗ, то срыв втекания в модель наступал в начале режима.

Таким образом, и при испытаниях моделей на водороде, и при испытаниях их на жидком горючем механизм срыва втекания воздуха в модель один и тот же. Одними и теми же были и мероприятия по устранению срыва втекания, связанные с увеличением относительной длины начального участка КС.

Влияние КС на работу ВЗ. Если возмущения из КС, вызванные повышением в ней давления, будут передаваться вверх по потоку за сечение 2 на поверхности сжатия ВЗ, то КС будет влиять на работу ВЗ, поскольку передача возмущений на поверхности сжатия приводит, как правило, к срыву втекания в ВЗ. Если же возмущения из КС не передаются через сечение 2 на поверхности сжатия, то работа КС не влияет на работу ВЗ.

Переход в канале от сверхзвукового потока к дозвуковому при $M > 2$ происходит в псевдоскачке. Псевдоскачок имеет определенную протяженность и в зависимости от относительного подогрева рабочего тела в тракте модели может располагаться в том или ином месте камеры сгорания. Такая картина нарастания давления четко просматривается из кривых распределения давления по длине КС.

При расчетах силовых характеристик и параметров рабочего тела по тракту модели обычно оперируют не псевдоскачком, а прямым скачком, полагая, что расчетные параметры дозвукового потока за прямым скачком совпадают с параметрами за псевдоскачком [9, 10]. Оценка места перехода от сверхзвукового течения к дозвуковому с помощью упрощенной схемы, включающей прямой скачок, показывает, что если расстояние от прямого скачка до сечения 2 меньше, чем длина псевдоскачка, то происходит срыв втекания воздуха в модель.

Отсюда следует, что за горлом ВЗ (за сечением 2) должен быть запас по длине с тем, чтобы начало псевдоскачка находилось на начальном участке КС и не смещалось вверх по потоку выше угловой точки ВЗ.

Сравнение данных киносъемки на начальном участке с измеренным по длине начального участка КС давлением показывает, что повышение давления не связано с горением на начальном участке. В конфигурации с уступом пламя не забрасывается вперед на начальный участок. Начало пламени находится либо в сечении уступа, либо в том месте, где расположены инжекторы. Поэтому повышение давления на начальном участке является следствием именно перехода сверхзвукового течения в дозвуковое через псевдоскачок.

Газодинамика течения в канале зависит только от суммарного теплоподвода и распределения температуры по длине камеры. Относительный теплоподвод определяется тепловым эффектом горючего H_u и полнотой сгорания, т. е. количеством тепла, подведенного к одному килограмму воздуха, проходящего через модель. Используемые горючие имели примерно одно и то же значение $H_u/(1 + \alpha L_0)$, теплота, подводимая к одному килограмму воздуха, была одинаковой (L_0 — стехиометрический коэффициент). Как было показано выше, параметры набегающего воздуха обеспечивали эффективное сгорание газообразного водорода и жидкого горючего, т. е. механизм влияния работы КС на работу ВЗ не зависел от вида горючего.

Анализ данных по давлению, силовым характеристикам и кинограммам в сочетании с расчетной моделью дает возможность объяснить влияние КС на работу ВЗ, во многих случаях приводящее к срыву втекания в модель при сжигании в ней горючего с нарастающим подогревом рабочего тела. Это влияние связано с условиями размещения псевдоскачка на начальном участке КС [3, 11, 12].

Стабилизирующая роль уступа на начальном участке камеры сгорания. Проведенные опыты показали, что основные закономерности рабочего процесса, изученные на моделях диаметром 30 мм, сохраняются при увеличении диаметра модели до 84 мм. Это, прежде всего, высокая полнота сгорания в двухрежимной КС в режиме подвода тепла к дозвуковому потоку и в опытах с газообразным водородом и с жидким бороорганическим горючим.

Опыты с моделью увеличенных размеров выявили некоторые отличия от результатов, полученных на модели диаметром 30 мм. В опытах с $d_m = 84$ мм при $\bar{F}_k = 2,15$ срыва втекания воздуха в модель не наблюдалось. Для модели с $d_m = 30$ мм уже при $\bar{F}_k = 2,24$ требовалось перераспределение подачи горючего по длине КС, чтобы избежать срыва втекания, хотя длины начального участка (в калибрах высоты горла ВЗ) и всей КС (в миллиметрах) были примерно одинаковы для обеих моделей. То есть на отсутствии срыва втекания воздуха в модель сказалось абсолютное значение высоты уступа (10 мм при $d_m = 84$ и 2,25 мм при $d_m = 30$ мм), который при подаче горючего ниже уступа стабилизирует псевдоскачок на начальном участке КС, препятствуя его перемещению вверх по потоку.

ТЯГОВО-ЭКОНОМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

На рис. 8 приведены расчетные значения C_R для разных горючих, использовавшихся в модели в разных опытах. Видно, что при одних и тех же ξ и \bar{F}_k значения $C_R = f(T_n)$ для H_2 и жидкого бороорганического горючего близки.

Тот же вывод следует и из сравнения экспериментальных данных для этих горючих. При этом тягово-экономические характеристики обоих горючих на $\approx 30\%$ меньше своих значений при $\bar{F}_{k,min}$ (рис. 9). На рис. 9 при $T_n = 220$ К, $\sigma_{ГК} = 0,9$, $\xi = 0,8$ величина $\bar{F}_{k,min} = 1,538$ для H_2 и $\bar{F}_{k,min} = 1,55$ для жидкого бороорганического горючего. (Здесь A — любая из характеристик: коэффициент тяги C_R , удельная тяга, удельный импульс $I_{уд}$, лобовая тяга; A^0 — значение соответствующих характеристик при $\bar{F}_{k,min}$.)

Расчетные и экспериментальные данные на рис. 9 показывают, что после уменьшения \bar{F}_k от 2,85 до 1,96 значения A становятся лишь на $7 \div 9\%$ меньше значений, соответствующих $\bar{F}_k = \bar{F}_{k,min}$. Степень расширения КС $\bar{F}_k = 1,96$ минимальная для схемы подачи горючего в первом поясе для модели с $d_m = 30$ мм. При $\bar{F}_k < 1,96$ требуются специальные меры для избежания срыва втекания воздуха в модель.

Таким образом, проведенные опыты показали, что при работе КС в режиме подвода тепла к дозвуковому потоку принципиально возможно уменьшение \bar{F}_k до минимального

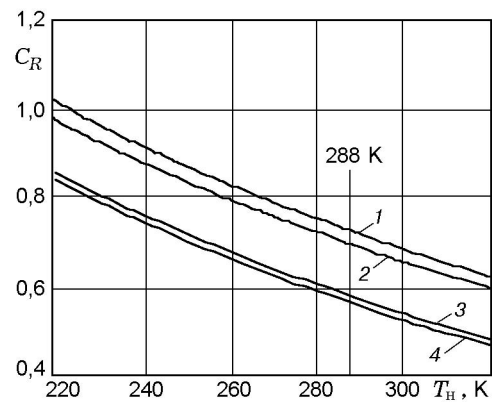


Рис. 8. Коэффициент тяги в зависимости от статической температуры набегающего воздуха для разных горючих:

1, 2 — $\bar{F}_k = 1,96$, 3, 4 — $\bar{F}_k = 2,85$; 1, 3 — жидкое горючее, 2, 4 — водород

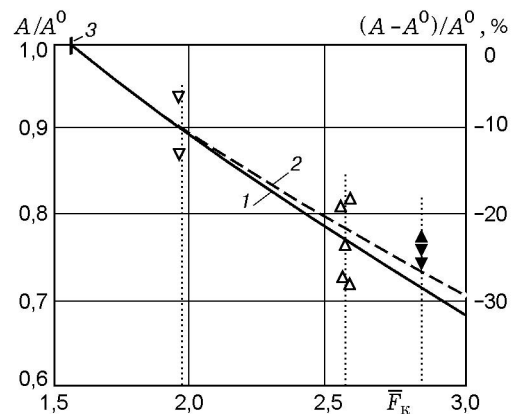


Рис. 9. Зависимость тягово-экономических характеристик от степени расширения КС при $T_n = 288$ К:

1, 2 — расчет, 3 — $\bar{F}_k = 1,55$ (минимально возможное расширение КС для жидкого горючего при $T_n = 220$ К, $\sigma_{ГК} = 0,9$, $\xi = 0,8$); линии 1 и точки — жидкое горючее, 2 — водород

значения, определяемого газодинамикой. При этом получены тягово-экономические характеристики, близкие к максимально возможным для испытанной модели. Значения удельного импульса для этих условий опытов представлены на рис. 10, 11. Отрезок «а» обозначает разность удельных импульсов двух трактов модели, один из которых имеет рассматриваемое значение \bar{F}_k , а другой — $F_k = \bar{F}_{k,min}$, определяемое коэффициентом $\sigma_{ГК} = 0,9$ и относительным подогревом рабочего тела при $T_n = 220$ К и $\xi = 0,8$.

На рис. 10, 11 кривая 2 получена при отсутствии тепловых потерь в стенке модели, на-

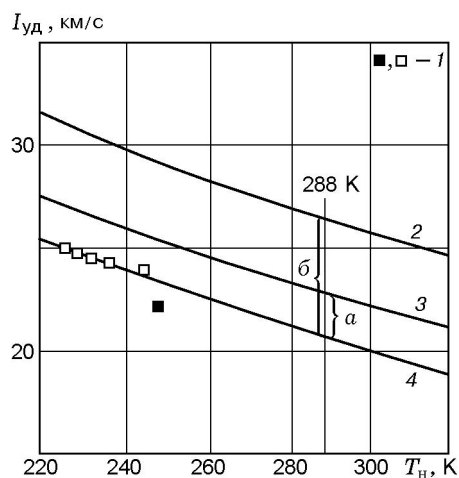


Рис. 10. Удельный внутренний импульс модели при работе на водороде:

1 — эксперимент, $\varphi_1 = 45^\circ$; 2–4 — расчет; 2 — $\bar{F}_k = \bar{F}_{k,\min} = 1,62$ (минимально возможное расширение КС при $T_n = 220$ К, $\sigma_{ГК} = 0,9$, $\xi = 0,95$); 3 — $\bar{F}_k = \bar{F}_{k,\min} = 1,538$ (минимально возможное расширение КС при $T_n = 220$ К, $\sigma_{ГК} = 0,9$, $\xi = 0,8$); 4 — $\bar{F}_k = 1,96$, $\xi = 0,8$

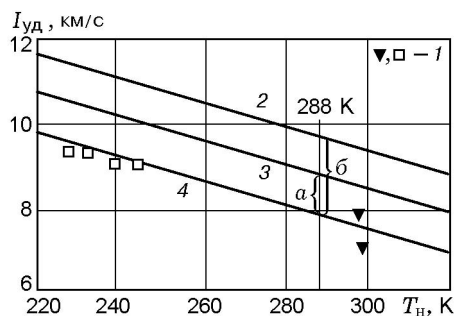


Рис. 11. Удельный внутренний импульс модели при работе на жидком горючем:

1 — эксперимент, $\varphi_1 = 45^\circ$; 2–4 — расчет; 2 — $\xi = 0,95$, $\bar{F}_k = 1,61$ (минимально возможное расширение КС при $T_n = 220$ К, $\sigma_{ГК} = 0,9$, $\xi = 0,95$); 3 — $\bar{F}_k = \bar{F}_{k,\min} = 1,55$ (минимально возможное расширение КС при $T_n = 220$ К, $\sigma_{ГК} = 0,9$, $\xi = 0,8$); 4 — $\bar{F}_k = 1,96$, $\xi = 0,8$

пример при регенеративном охлаждении стенок внутреннего тракта модели горючим. Отрезок «б» характеризует уменьшение C_R за счет потерь 15 ÷ 20 % тепла в стенки от выделяющегося при сгорании горючего и за счет перерасширения КС по сравнению с $\bar{F}_{k,\min}$. Как видно, это уменьшение составляет $\approx 20 \div 30$ % от полученных в эксперименте значений $I_{уд}$, причем большая часть этого отклонения, равная разности между отрезками «б» и «а», связана с безвозвратными потерями тепла в стен-

ки. Уменьшить эти потери в опытах на высокоэнтальпийных установках кратковременного режима крайне трудно.

Как видно из рис. 10, 11, на нижней границе эксплуатационного диапазона температур получены значения $I_{уд} = 25$ км/с для водородного горючего и $I_{уд} = 9 \div 9,5$ км/с для жидкого горючего. В принципе можно уменьшить \bar{F}_k вплоть до $\bar{F}_{k,\min}$ и получить увеличение $I_{уд}$ на величину, определяемую разницей между кривыми 3 и 4 — см. отрезок «а». Однако для этого требуется обеспечить условия для размещения псевдоскачка на начальном участке КС, с тем чтобы начало псевдоскачка не выходило на поверхности сжатия ВЗ.

ВЫВОДЫ

Анализ рабочего процесса показывает, что при воспроизведении в установке параметров набегающего на модели воздуха для условий полета с $M_n = 5$ на низких высотах основные характеристики рабочего процесса при работе моделей на газообразном водороде и на жидком бороорганическом горючем одинаковы, что является следствием эффективного смешения и сгорания рассматриваемых горючих при этих условиях полета, а также примерного равенства значений параметра $H_u/(1 + \alpha L_0)$. Этот вывод обосновывается совпадением для указанных типов горючих следующих основных характеристик рабочего процесса.

1. Высокая полнота сгорания (0,9 ÷ 0,95) при длине КС не менее 130 ÷ 180 мм.

2. Равная длительность (20 ÷ 28 мс) переходного режима от сверхзвукового процесса подвода тепла, устанавливающегося после впрыска в камеру со сверхзвуковым потоком воздуха первых порций горючего, к дозвуковому.

3. Одинаковые закономерности перемещения псевдоскачка на начальном участке КС из-за увеличения теплоподвода в камере. При этом срыв втекания в ВЗ связан не с термическим запираем, а с недостаточной длиной начального участка КС.

4. Отсутствие отрицательного влияния КС на работу ВЗ при длине начального участка камеры, достаточной для размещения на ней псевдоскачка.

5. Стабилизирующая роль уступа высотой ≈ 10 мм.

Одинаково эффективный и на водороде, и на жидком горючем рабочий процесс обеспечи-

вает получение тягово-экономических характеристик, максимально возможных для испытанных моделей: удельный импульс ≈ 25 км/с для водорода, ≈ 9 км/с для жидкого бороорганического горючего. Удельная тяга при этом одинакова для обоих горючих (≈ 700 м/с).

Выполненные исследования показали, что для условий полета с $M_n = 5$ на низких высотах результаты исследования рабочего процесса и тягово-экономических характеристик, полученные для ВРД на водороде, можно непосредственно использовать при разработке двигательных трактов гиперзвуковых ВРД, работающих на жидких бороорганических горючих.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование силовых характеристик и параметров потока в тракте модели с горением // ПМТФ. 1984. № 1. С. 103–109.
2. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Методические вопросы испытания аэродинамических моделей с горением в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1984. № 4. Вып. 1. С. 68–77.
3. 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.
4. Баев В. К., Шумский В. В. Влияние размеров модели на силовые характеристики прямоточных воздушно-реактивных двигателей при испытаниях в импульсной установке // Физика горения и взрыва. 1999. Т. 35, № 1. С. 3–10.
5. Захаркин Л. И., Пономаренко А. А., Охлабыстин О. Ю. Синтез углеводородных производных барена // Изв. АН СССР. Сер. хим. 1964. № 12. С. 2210–2212.
6. Михайлов Б. М. Химия бороводородов. М.: Наука, 1967.
7. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование распределения давления и теплообмена в газодинамической модели с горением, обтекаемой высокоэнтальпийным потоком воздуха // ПМТФ. 1985. № 5. С. 56–65.
8. Бошнятов Б. В., Гилязетдинов Б. Н., Затолока В. В. Экспериментальные исследования гиперзвуковых воздухозаборников // Аэромеханика. М.: Наука, 1976. С. 87–98.
9. Основы газовой динамики / Под ред. Г. Эммонса. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
10. Neumann E. P., Lustwerk F. Supersonic diffuser for wind tunnel // J. Appl. Mech. 1949. V. 16, N 2. P. 195–202.
11. Острась В. Н., Пензин В. И. Об изменении характера отрывного течения, вызванного дросселированием сверхзвукового потока в канале // Учен. записки ЦАГИ. 1976. Т. 7, № 3. С. 39–46.
12. Третьяков П. К. Определение теплоподвода к потоку в канале с псевдоскачком // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 3. С. 71–77.

Поступила в редакцию 25/V 2000 г.