

УДК 629.7.036:536.46

ВЛИЯНИЕ ГАЗОДИНАМИКИ ДВУХРЕЖИМНОЙ КАМЕРЫ СГОРАНИЯ НА СИЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОДЕЛИ С ГОРЕНИЕМ

В. К. Баев, В. В. Шумский

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск*

Проанализированы способы увеличения тягово-экономических характеристик внутреннего тракта газодинамической модели с горением за счет форсирования стадий рабочего процесса. При числе Маха, равном 5, температуре торможения 1200–1550 К, давлении торможения 35–40 МПа изучено влияние степени расширения камеры сгорания F_k на тягово-экономические характеристики малоразмерной модели, работающей на водородном горючем с коэффициентом избытка воздуха 1. Экспериментально подтверждены расчетные прогнозы по увеличению характеристик модели за счет уменьшения F_k . При работе камеры сгорания в режиме подвода тепла к дозвуковому потоку принципиально возможно уменьшение F_k до минимального значения, определяемого газотермодинамикой течения в камере сгорания.

В [1–3] исследованы рабочий процесс и силовые характеристики газодинамических моделей с горением, обдуваемых высокоэнтальпийным гиперзвуковым потоком воздуха. Цель исследований — решение проблемы эффективного сжигания водорода в малоразмерных устройствах, в которых моделируются процессы горения, и доказательство возможности получения в таких моделях тягово-экономических характеристик, предсказываемых термодинамическим расчетом. Объектом моделирования являлись, как правило, прямоточные воздушно-реактивные двигатели (ПВРД). В [1–3] не ставилась задача достижения напряженного рабочего процесса и, следовательно, высоких удельных параметров. Главным было экспериментальное подтверждение результатов расчетного анализа, что давало возможность прогнозировать влияние конфигурации проточной части на напряженность рабочего процесса. И эта цель в конечном итоге была достигнута.

В данной статье излагаются результаты экспериментального изучения способов интенсификации рабочего процесса внутри модели.

Расчетные оценки влияния различных параметров на тягово-экономические характеристики основываются на энергетическом и силовом подходах в предположении квазиодномерности течения в камере сгорания и сопле [4], несмотря на заведомо более сложную реальную структуру потока в тракте моделей. В ряде работ используются дву- [5, 6] и трехмерное [7] описания смешения и горения в камерах сгорания (КС) как моделей, так и самого объекта моделирования — ПВРД. Численные методы расчета турбулентного химически неравновесного течения позволяют в этих работах исследовать рабочие процессы в КС и их особенности: возникновение отрывов потока, эффектов запирания канала, слоистость течения, кривую выгорания и т. д. Однако вопросы суммарного силового воздействия потока на стенки внутреннего тракта при двумерных и, тем более, трехмерных расчетах, как правило, не затрагиваются. Причиной этого является, во-первых, необходимость сквозного счета внутреннего тракта от носика воздухозаборника и до выхода из сопла, что требует привлечения разных физико-математических моделей для различных участков вну-

тренного тракта: воздухозаборника, КС, сопла. Во-вторых, эти расчеты проводятся при строго фиксированной геометрии тракта, в то время как при исследованиях тягово-экономических характеристик требуется широкое варьирование геометрий. Кроме того, физико-математические модели всегда содержат упрощения и являются по сути полуэмпирическими. Поэтому при исследованиях тягово-экономических характеристик используют обычно термодинамический, квазиодномерный подход, особенно когда речь идет об интерпретации экспериментальных данных. Здесь по существу используются законы сохранения в интегральном виде для физических обоснований влияния различных параметров на характеристики моделей, а фундаментальность термодинамического подхода обуславливает его широкое использование в экспериментальных исследованиях.

Методика расчета [4] используется для анализа работы двухрежимной КС. Если относительный подогрев рабочего тела в КС достаточно высок, то на начальном участке происходит переход от сверхзвукового течения к дозвуковому, и подвод тепла осуществляется в среднем к дозвуковому потоку. Если же подогрев рабочего тела недостаточен и теплоподвод не в состоянии удержать скачок (псевдоскачок) в КС, то тепло будет подводиться в среднем к сверхзвуковому потоку. Таким образом, в одном канале в зависимости от условий испытаний могут реализовываться два режима теплоподвода. В настоящей работе рассматривается только работа двухрежимной КС с подводом тепла к дозвуковому потоку.

Анализ возможных путей увеличения тягово-экономических характеристик моделей, испытываемых в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима

В статье рассматриваются следующие тягово-экономические характеристики [8]: коэффициент внутренней тяги $C_R = R_{вн}/q_n \cdot F_0$, удельная внутренняя тяга $R_{уд} = R_{вн}/G_v = C_R \cdot W_n/2\varphi_{вз}$, удельный внутренний импульс $I_{уд} = R_{вн}/G_{H_2} = \alpha L_0 R_{уд}$, удельная внутренняя лобовая тяга $R_l = R_{вн}/F_0 = C_R q_n$, где $R_{вн}$ — внутренняя тяга модели — сила, приложенная только к внутренним поверхностям модели; W_n, q_n — скорость и скоростной напор набегающего воздуха; G_v, G_{H_2} — расход воздуха и водорода через модель; $\varphi_{вз}$ — коэффициент расхода воздухозаборника (для испытанных моделей $\varphi_{вз} = 1$); α — коэффициент избытка воздуха; L_0 — стехиометрический коэффициент; F_0 — площадь входа в воздухозаборник. При дальнейшем изложении рассматривается в основном C_R . Однако при этом имеются в виду все перечисленные выше тягово-экономические характеристики, так как для опытов, в которых α, W_n, q_n выдерживаются постоянными, закономерности в C_R справедливы и для других тягово-экономических характеристик, как это следует из приведенных формул.

Для малоразмерных моделей [1–3] при уже достигнутой высокой физической полноте сгорания водорода (0,9–0,95) увеличить тягово-экономические характеристики в принципе возможно за счет улучшения качества сжатия рабочего тела в воздухозаборнике, уменьшения потерь в сопле, гидравлических потерь в КС, тепловых потерь в стенке внутреннего тракта моделей, а также степени расширения КС $\bar{F}_k = F_5/F_2$ (рис. 1).

Зависимость характеристик моделей от сжатия в воздухозаборнике. В моделях работ [1–3] использовались воздухозаборники с относительной площадью горла $f_2 = F_2/F_0 = 0,17 \div 0,19$ при числе Маха

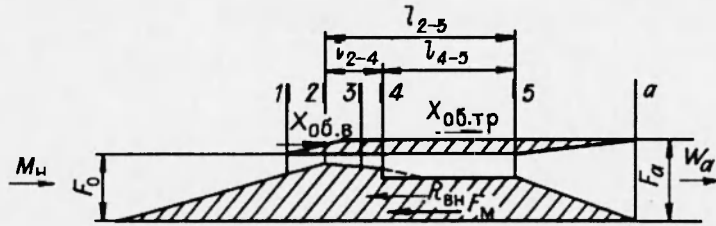


Рис. 1. Расчетная схема газодинамической модели с горением.

$M_n = 7,3 \div 7,9$ и $f_2 = 0,264$ при $M_n \approx 5$, где F_2 — площадь поперечного сечения горла воздухозаборника (см. рис. 1). Как следует из [9], увеличение тягово-экономических характеристик за счет улучшения качества сжатия в воздухозаборнике связано с уменьшением f_2 .

Хотя волновой механизм залуска [10] в высокоэнтальпийных установках с предварительной откачкой рабочей части и облегчает решение этой задачи, при уменьшении f_2 меньше определенной величины отраженный от обечайки скачок приходит в район угловой точки центрального тела, вызывая отрыв пограничного слоя и срыв втекания воздуха в модель [1, 2]. Поэтому для исследования влияния f_2 на внутренние характеристики необходимо разрабатывать специальную модель, существенно отличную от использовавшихся в [1, 2] при изучении внутренних силовых характеристик.

Роль потерь в сопле. Для рассматриваемого диапазона $M_n = 5 \div 8$ влияние различных потерь в сопле сравнительно невелико: при значении коэффициента скорости сопла $\varphi_c = 0,98$ отклонение на величину $\Delta\varphi_c = 0,01$ изменяет анализируемые характеристики на 3,8–4,5 % для диапазона полноты сгорания $\xi = 0,8 \div 0,9$ и $\bar{F}_k = 3 \div 1,5$ (φ_c — отношение действительной скорости истечения продуктов сгорания из сопла W_a к скорости истечения при изэнтропическом равновесном расширении продуктов сгорания в сопле). Величина φ_c связана с конструктивным оформлением и качеством изготовления внутреннего тракта модели. Поэтому варьировать φ_c в газодинамических моделях с горением практически невозможно.

Влияние гидравлических потерь в КС. На основе измерений давления и тепловых потоков по длине КС в опытах с $M_n = 7,9$ и $\bar{F}_k = 2,2$ [11] определены полные потери давления торможения в КС ($\sigma_k = p_{05}/p_{02} = 0,068$) и часть этих потерь $\sigma_{гк}$, связанная с местными гидравлическими сопротивлениями и трением ($\sigma_{гк} = 0,88$).

Расчетный анализ показывает, что для $M_n = 5$ рост $\sigma_{гк}$ с 0,9 до 0,95 приводит к увеличению C_R на 1,8 %. Влияние $\sigma_{гк}$ на C_R для режима подвода тепла к дозвуковому потоку в КС связано с изменением \bar{F}_k : для каждого значения $\sigma_{гк}$ вычисляется свое, минимально возможное значение $F_{k \min}$. В случае $F_k = \text{const}$ влияние $\sigma_{гк}$ на C_R отсутствует: оно компенсируется изменением потерь в прямом скачке.

Из рис. 2 следует сильная зависимость $\bar{F}_{k \min}$ от $\sigma_{гк}$, сопоставимая с влиянием на $\bar{F}_{k \min}$ степени подогрева рабочего тела. Величина $\sigma_{гк}$ определяется конструкцией КС, и для однотипных моделей значительного ее изменения (от $\sigma_{гк} \approx 0,9$ [1–3, 11]) при подводе тепла к дозвуковому потоку ожидать нельзя.

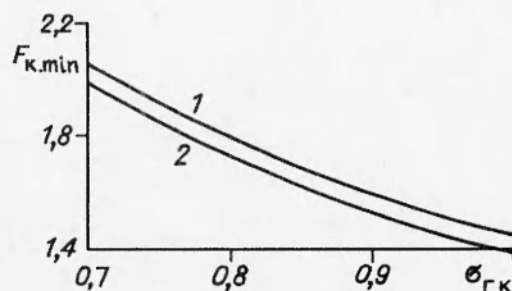


Рис. 2. Влияние коэффициента восстановления полного давления, связанного с гидравлическими потерями и трением, на степень расширения камеры сгорания.

ξ : 1 — 0,9; 2 — 0,8.

Влияние тепловых потерь. При испытаниях в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима в стенки внутреннего тракта теряется до 20 % тепла, которое может выделиться при сгорании водорода с $\xi = 1$ [11]. Уменьшение тепловых потерь в 2 раза (с 20 до 10 %) увеличивает C_R на 12,4 %. Однако реализовать это при испытаниях моделей ПВРД с горением крайне трудно. Температура стенок моделей до начала режима равна комнатной $T_w \approx 290$ К. За время горения горючего $\tau = 0,1 \div 0,15$ с поверхности отдельных участков КС нагреваются на 300–500 К (передние кромки пилонов могут при этом оплавляться). Поэтому перепад между температурой торможения газа и T_w , определяющий теплоотдачу между газом и стенками, изменяется в течение режима максимум в 1,5–2 раза. Предварительный же нагрев стенок моделей данного класса до $T_w = 1000 \div 1500$ К связан с техническими трудностями из-за ограниченности внутренних объемов моделей и сложности внешних подводов к модели при весовых испытаниях.

Роль степени расширения камеры сгорания. Из сказанного выше следует, что для класса моделей ПВРД, предназначенных для испытаний в высокоэнтальпийных установках кратковременного режима, экспериментально проверить влияние f_2 , φ_c , $\sigma_{ГК}$ и потерь тепла в стенки внутреннего тракта на C_R достаточно трудно. Поэтому в данном случае увеличить тягово-экономические характеристики можно лишь за счет уменьшения \bar{F}_k .

В расчетной схеме значение $\bar{F}_{k.min}$ определяется тем, что прямой скачок располагается в сечении 2 (см. рис. 1) [4]. В реальном течении переход от сверхзвукового потока на выходе из воздухозаборника к дозвуковому в КС происходит в псевдоскачке [1, 11]. Давление в псевдоскачке на участке 2–4 существенно возрастает [11], и возникает опасность срыва втекания воздуха в воздухозаборник из-за того, что псевдоскачок или вытесняемые им зоны отрыва пограничного слоя за угловой точкой выходят на поверхность сжатия. Поэтому исследование влияния \bar{F}_k на характеристики моделей одновременно требует и анализа рабочего процесса в КС, особенно на ее начальном участке.

Модель и условия испытаний

Экспериментальные исследования проводились на осесимметричной модели диаметром 30 и длиной 200–250 мм, схема и основные размеры

которой отработаны в [3]. Площадь поперечного сечения камеры сгорания изменяется достаточно сложно по сравнению с газодинамической расчетной схемой двухрежимной КС, представленной на рис. 1. Это вызвано в основном конструктивными соображениями: необходимостью сочленения многих сменных деталей, их уплотнения, подводом водорода в разных поясах подачи. Но во всех вариантах модели четко выделяется сечение 5 — выход из КС и, следовательно, степень расширения КС $F_k = F_5/F_2$. В модели имелись два пояса подачи водорода (табл. 1). Первый располагается на расстоянии $(14-26)h_2$ от сечения 2, а второй — на расстоянии $(58-70)h_2$ (здесь h_2 — высота канала на входе в КС; в табл. 1 φ_1, φ_2 — углы подачи струи водорода относительно оси модели в поясах I и II соответственно).

Таблица 1

F_k	l_{2-4} , мм	Система подачи в поясе	
		I	II
2,85	25	$\varphi_1 = 135^\circ$ 8 отв. $\times \varnothing 1$	—
	25	»	—
2,57	35	»	—
	25	$\varphi_1 = 135^\circ$ 8 отв. $\times \varnothing 0,4$	$\varphi_2 = 135^\circ$ 8 отв. $\times \varnothing 0,75$
1,96	35	—	$\varphi_2 = 135^\circ$ 8 отв. $\times \varnothing 0,75$
	35	—	$\varphi_2 = 135^\circ$ 8 отв. $\times \varnothing 0,9$
	35	$\varphi_1 = 45^\circ$ 8 отв. $\times \varnothing 0,85$	
1,69	45	—	$\varphi_2 = 45^\circ$ 8 отв. $\times \varnothing 0,85$

Схема высокоэнтальпийной установки и принцип ее действия приведены в [1, 2]. Параметры обтекающего модель воздуха, создаваемые профилированным соплом с $M_n = 5$, выдерживались постоянными в течение времени $\tau \approx 100$ мс и затем плавно падали с темпом, характерным для импульсных труб [12]. Давление и температура торможения в опытах составляли $p_{0н} = 350 \div 400$ бар, $T_{0н} = 1200 \div 1550$ К, статическое давление и температура $p_n = 0,65 \div 0,75$ бар, $T_n = 225 \div 295$ К, единичное число Рейнольдса $Re/m \approx 100 \cdot 10^6$, $q_n = 11 \div 13$ бар, $G_n = 0,6 \div 0,7$ кг/с. Коэффициент избытка воздуха выдерживался постоянным в течение режима ($\alpha = 1 \pm 0,1$). В модели измерялись: сила F_m , приложенная ко всем поверхностям модели, давление в камере сгорания в точке, расположенной примерно посередине между сечениями 2 и 5, расход водорода через модель.

Внутренняя тяга модели $R_{вн}$ больше тяги модели F_m (измеренной весами) на сопротивление обечайки $X_{об}$, состоящее из волнового сопротивления передней конической части обечайки $X_{об.в}$ и сопротивления трения наружных поверхностей обечайки $X_{об.тр}$ (см. рис. 1):

$$R_{вн} = F_m + X_{об} = F_m + X_{об.в} + X_{об.тр}$$

Коэффициент волнового сопротивления передней конической поверхности

обечайки $C_{\text{тоб.в}}$ получен из численного расчета обтекания модели невязким осесимметричным потоком. Для наружной поверхности обечайки значение $C_{\text{тоб.тр}}$ вычислялось по данным работы [13]. Суммарный коэффициент сопротивления обечайки в настоящих опытах $C_{\text{тоб}} = 0,2$. Отсюда коэффициент тяги

$$C_R = \frac{R_{\text{вн}}}{q_{\text{н}} F_0} = \frac{F_{\text{м}}}{q_{\text{н}} F_0} + \frac{X_{\text{об}}}{q_{\text{н}} F_0} = C_{F_{\text{м}}} + C_{\text{тоб}} = C_{F_{\text{м}}} + 0,2.$$

Поскольку C_R в области $\alpha = 1$ существенно зависит от α , то экспериментальные значения C_R , полученные в диапазоне $\alpha = 0,9 \div 1,1$, с помощью поправочных коэффициентов $K_{C_R} = C_R(\alpha)/C_R(\alpha = 1)$ приводились к условию $\alpha = 1 = \text{const}$. Значения $C_R(\alpha)$ и $C_R(\alpha = 1)$ вычислялись для условий эксперимента и геометрии моделей по методике [4] с использованием расчетной газодинамической схемы ПВРД, приведенной на рис. 1. По C_R определялись $R_{\text{уд}}$, $I_{\text{уд}}$ и $R_{\text{л}}$.

Необходимые для расчета средние параметры воздуха на входе в КС (в сечении 2, см. рис. 1) получены из численного расчета осесимметричного обтекания поверхностей воздухозаборника невязким потоком и осреднения их в сечении 2 с учетом сохранения массы, энергии и энтальпии в осесимметричном двумерном потоке и эквивалентном осредненном: $\bar{M}_2 = 3,1$, $p_2/p_{\text{н}} = 8,74$, $T_2/T_{\text{н}} = 2,05$, $\sigma_{\text{вз}} = p_{02}/p_{0\text{н}} = 0,7$.

Результаты и их анализ

Ниже приведены результаты исследования влияния степени расширения КС на тягово-экономические характеристики и особенности рабочего процесса, обнаруженные при проведении экспериментов.

Полнота сгорания. На рис. 3 и 4 для $F_{\text{к}} = 2,85$ и $1,96$ соответственно приведены расчетные и экспериментальные значения C_R : линии — расчет по [4], символы — эксперимент. Расчет выполнялся для условий полета, моделируемых в экспериментах: $M_{\text{н}} = 5$, высота полета $H = 0$ км, $f_2 = 0,266$, $\varphi_{\text{вз}} = 1$, $\sigma_{\text{гк}} = 0,9$, топливо H_2 , $\alpha = 1$, $F_{\text{а}} = 1,7F_0$, сплошные линии $\varphi_{\text{с}} = 0,98$, на рис. 3 штриховые линии $\varphi_{\text{с}} = 1$.

Из рис. 3, 4 видно, что при подаче водорода в переднем поясе экспериментальные точки расположены между кривыми $\xi = 0,7$ и $0,8$. Если принять во внимание, что в условиях экспериментов в стенки внутреннего тракта модели уходит 15–20 % тепла сгорания водорода, то физическая полнота сгорания в опытах с подачей водорода в I поясе была не менее 0,9–0,95.

При подаче всего водорода в поясе II для $F_{\text{к}} = 1,96$ экспериментальные данные ложатся между кривыми $\xi = 0,6$ и $0,7$: в этом случае оставшейся ниже инжекторов длины КС недостаточно для эффективного сжигания водорода.

На рис. 5 расчетные и экспериментальные значения C_R приведены в зависимости от $F_{\text{к}}$ для $T_{\text{н}} = 220$ К. Расчетные кривые получены при тех же условиях, что и на рис. 3, 4. Пересчет экспериментальных данных с $T_{\text{н}} = 225 \div 295$ К, отвечающих условиям экспериментов, на $T_{\text{н}} = 220$ К проводился с учетом зависимостей $C_R(T_{\text{н}})$. Граница 1 на кривой 2 соответствует $F_{\text{к min}}$ для $T_{\text{н}} = 220$ К, $\sigma_{\text{гк}} = 0,9$, $\xi = 0,8$. Из рис. 5, так же как и из рис. 3, 4, видно, что для диапазона $F_{\text{к}} = 1,96 \div 2,85$ экспериментальные данные соответствуют $\xi = 0,7 \div 0,8$.

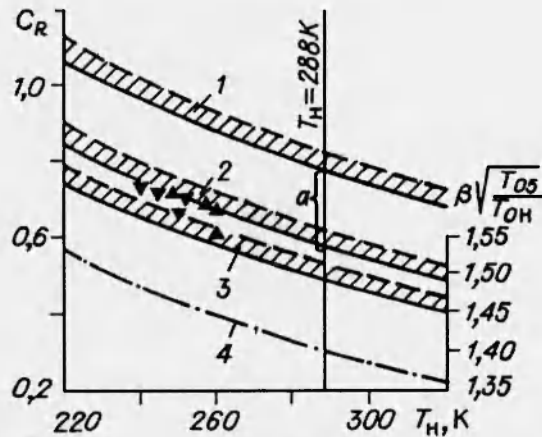


Рис. 3. Зависимость коэффициента тяги и относительного подогрева от статической температуры набегающего воздуха.

1 — $F_K = F_{K \min}$; 1-3 — C_R ; 2-4 — $F_K = 2,85$; 2, 3 — $\xi = 0,7$ (3) и $0,8$ (2); 4 — $\beta \sqrt{T_{05}/T_{0n}}$. Заштрихованные области соответствуют $\varphi_c = 0,98 \div 1,0$.

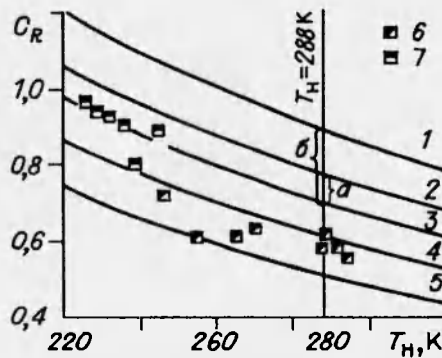


Рис. 4. Зависимость коэффициента тяги от статической температуры набегающего воздуха.

1 — $F_K = F_{K \min} = 1,62$; 2 — $F_K = F_{K \min} = 1,538$; 3-5 — $F_K = 1,96$ ($\xi = 0,6$ (5); $0,7$ (4) и $0,8$ (3)); 6 — подача водорода в поясе II, $\varphi_1 = 135^\circ$; 7 — подача водорода в поясе I, $\varphi_1 = 45^\circ$.

Тягово-экономические характеристики. Из рис. 3 видно, что изменение φ_c от 0,98 до 1 сравнительно слабо сказывается на C_R . Этот факт позволяет преодолеть неопределенность в сравнении опытных и экспериментальных данных, связанную с тем, что φ_c для модели неизвестна и используемое в расчетах значение $\varphi_c = 0,98$ взято на основе статистических данных для сопел ракетных двигателей. Все последующие результаты расчетов соответствуют $\varphi_c = 0,98$. Аналогичные выводы относительно зависимости $C_R(\varphi_c)$ в диапазоне $\varphi_c = 0,98 \div 0,94$ сделаны в [14] для газодинамической модели диаметром 80 мм в опытах с $M_n = 7,33$ и $T_n = 90 \div 220$ К.

Зависимость $C_R(T_n)$ определяется изменением относительного подо-

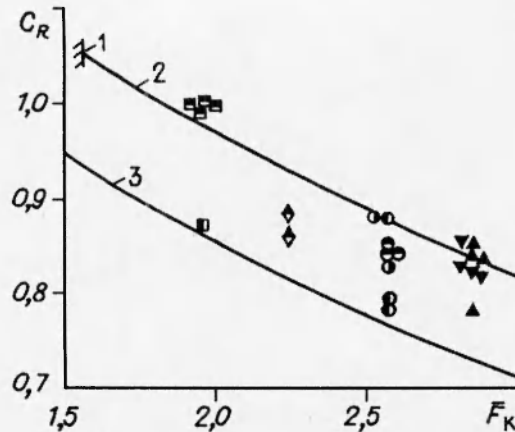


Рис. 5. Зависимость коэффициента тяги от степени расширения КС.

1 — $\bar{F}_{k \min}$; $\xi = 0,8$ (2) и $0,7$ (3).

грева рабочего тела при изменении T_H :

$$C_R \sim \beta \sqrt{\frac{T_{05}}{T_{0H}}} \cdot f(M_H, \sigma),$$

где $\sigma = \sigma_{вз} \sigma_{к} \sigma_{с}$ — коэффициент восстановления полного давления в тракте модели; $\sigma_{с}$ — коэффициент восстановления полного давления в сопле; $\beta = (\dot{G}_в + \dot{G}_{H_2}) / \dot{G}_в$ — относительное увеличение массы рабочего тела из-за подвода горючего с массовым расходом \dot{G}_{H_2} в тракте модели. В комплексе $\beta \sqrt{T_{05}/T_{0H}}$ значения T_{05} и T_{0H} рассчитаны с учетом реальных свойств равновесных продуктов сгорания и воздуха. Заметим, что в расчетах не используются параметры торможения, а лишь статические параметры и физические скорости [4]. Из рис. 3 видна однотипная зависимость комплекса $\beta \sqrt{T_{05}/T_{0H}}$ и C_R от T_H . С учетом сказанного сравнивать тягово-экономические характеристики внутреннего тракта моделей, работающих при одних и тех же режимах и геометрических параметрах, но при разных T_H , следует по кривым $\xi = \text{const}$.

Скобка «а» на рис. 3 и 4 обозначает разность в C_R для двух трактов модели, один из которых имеет рассматриваемое значение \bar{F}_k , а другой $\bar{F}_k = \bar{F}_{k \min} = 1,538$, определяемое $\sigma_{гк} = 0,9$ и относительным подогревом рабочего тела при $T_H = 220$ К и $\xi = 0,8$. С уменьшением \bar{F}_k скобка «а» уменьшается. Причем при $\bar{F}_k = 1,96$ и $1,69$ значения C_R достаточно близки к максимальным, определяемым минимально возможной для условий эксперимента величиной $\bar{F}_{k \min} = 1,538$ (см. рис. 4).

На рис. 6 для $T_H = 288$ К (базовой температуры, к которой обычно приводятся результаты стендовых испытаний воздушно-реактивных двигателей в наземных условиях [15]) иллюстрируется ухудшение основных характеристик модели при увеличении \bar{F}_k от $\bar{F}_{k \min} = 1,538$. Здесь по оси ординат $\bar{A} = A/A^0$, где A — любая из характеристик (C_R , $R_{уд}$, $I_{уд}$, $R_{л}$), A^0 — значение соответствующих параметров при $\bar{F}_k = 1,538$, $\xi = 0,8$, $T_H = 288$ К. Некоторое смещение экспериментальных точек вниз от расчетной кривой объясняется тем, что она построена точно для $\xi = 0,8$, а экспериментальным точкам соответствует $\xi = 0,7 \div 0,8$.

И расчетные, и экспериментальные данные на рис. 3–6 показывают,

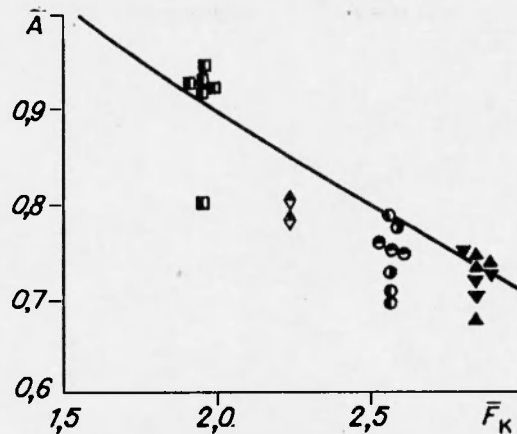


Рис. 6. Относительное изменение характеристик моделей при увеличении степени расширения сопла от $\bar{F}_k = 1,538$.

что после уменьшения F_k от 2,85 до 1,96 значения A становятся лишь на 7–9 % меньше соответствующих $\bar{F}_k = \bar{F}_{k\min} = 1,538$. Степень расширения КС $F_k = 1,96$ минимальна для схемы подачи водорода в поясе I. При $\bar{F}_k < 1,96$ требуется принятие специальных мер, чтобы избежать срыва втекания воздуха в модель.

На рис. 4 кривая 1 получена при отсутствии тепловых потерь в стенки модели, например, при регенеративном охлаждении стенок внутреннего тракта модели водородом (при этом $\bar{F}_{k\min} = 1,62$ — минимально возможное расширение КС при $T_n = 220$ К; $\sigma_{гк} = 0,9$, $\xi = 0,95$). Скобка «б» характеризует уменьшение C_R и за счет потерь в стенки 15–20 % тепла от выделяющегося при сгорании водорода и за счет перерасширения КС по сравнению с $\bar{F}_{k\min} = 1,62$. Как видно, это уменьшение составляет 26 % от полученных в эксперименте значений C_R . Причем большая часть этого отклонения, равная разности между скобками «а» и «б», связана с безвозвратными потерями тепла в стенки. Как указывалось выше, уменьшить эти потери в опытах на высокоэнтальпийных установках кратковременного режима крайне трудно.

Давление в КС. На рис. 7 помимо экспериментальных точек приведены расчетные значения давлений в характерных сечениях КС для схемы течения, принятой в расчетной методике [4]. Здесь p_4/p_n — давление после торможения воздуха до дозвуковой скорости перед подводом тепла, p_5/p_n — давление при $M_5 = 1$ на выходе из КС после подвода тепла. В расчетной схеме максимальное давление находится в сечении 4 (см. рис. 1), так как здесь происходит максимальное торможение воздуха перед подводом тепла; минимальное давление в КС в сечении 5, так как за счет теплоподвода в КС рабочее тело разгоняется.

Поскольку давление в опытах измерялось при $T_n = 225 \div 295$ К, а выделение тепла в КС соответствовало $\xi = 0,7 \div 0,8$, расчетные значения на рис. 7 приведены для двух (близких к крайним) значений $T_n = 220$ и 288 К при $\xi = 0,7$ и 0,8 соответственно.

В [11] показано, что изменение давления по длине КС обусловлено рядом факторов: расширением канала, теплоподводом, торможением в псевдоскачке. Поэтому место измерения p_k не обязательно совпадает с сечением максимального давления. Поскольку с уменьшением F_k псевдоскачок

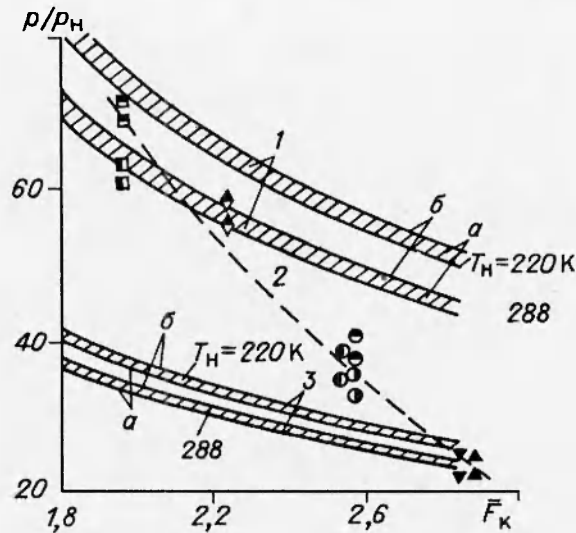


Рис. 7. Степень повышения давления в тракте модели.

1 — p_4/p_n ; 2 — p_k/p_n ; 3 — p_5/p_n ; $\xi = 0,7$ (а) и $0,8$ (б).

перемещается вверх по потоку, место измерения p_k , будет попадать в разные зоны течения в КС. Измеренное значение p_k должно находиться между максимальным p_4 и минимальным p_5 в расчетной схеме, что и следует из рис. 7.

При $\bar{F}_k = 2,85$ давление p_k равно критическому p_5 . В этом случае площадь поперечного сечения в месте расположения дренажной точки p_k почти равна F_5 . Поэтому факт $p_k \approx p_5$ свидетельствует о том, что выделение тепла в основном завершается к сечению, где расположена дренажная точка. Косвенно об этом же свидетельствует и сохранение ξ при уменьшении l_{2-5} от 173 до 132 мм. При $\bar{F}_k = 1,96$ выход из КС становится самым узким местом после зоны инжекторов и p_k приближается к значениям на расчетной кривой $p_4/p_k(\bar{F}_k)$.

Изменение газодинамики течения рабочего тела в тракте модели при уменьшении \bar{F}_k . Физическая картина течения на начальном участке КС определяется переходом сверхзвукового потока воздуха, имеющего место на входе в КС, в дозвуковое в псевдоскачке, образующемся в результате торможения потока из-за теплоподвода. Месторасположение псевдоскачка зависит от относительного подогрева рабочего тела и уровня гидравлических потерь в КС, т. е. от α , ξ , $T_{0н}$, $\sigma_{гк}$ и от \bar{F}_k .

Картина течения на начальном участке КС моделей, испытывавшихся в высокоэнтальпийных установках, подробно изложена в [1, 2, 11, 14]. Там же обосновывается и причина срыва втекания воздуха в модель — перемещение псевдоскачка или вытесняемых им зон отрыва на поверхности сжатия воздухозаборника. Способ устранения срыва втекания воздуха в модель связан с увеличением относительного расстояния между зоной интенсивного роста давления в КС и сечением 2. Это может быть достигнуто смещением вниз по КС места ввода горючего, уменьшением высоты начального участка КС при неизменной его длине, т. е. увеличением относительной длины начального участка КС (именно этот способ устранения срыва втекания воздуха в модель принят в работе [14]), а также переме-

щением вверх по потоку сечения 2, т. е. увеличением длины начального участка КС.

Значение α выдерживалось постоянным от опыта к опыту ($\alpha = 1 \pm 0,1$). Для диапазона $F_k = 2,85 \div 1,96$ была постоянной и физическая полнота сгорания водорода (0,9–0,95), уровень гидравлических потерь и потерь на трение соответствовал $\sigma_{TK} \approx 0,9$. Таким образом, в проведенных экспериментах место, занимаемое псевдоскачком, определялось только относительным теплоподводом, связанным с изменением T_n в диапазоне 226–295 К, и \bar{F}_k .

При $F_k = 2,85$ и 2,57 срыва втекания воздуха в модель не наблюдалось ни в одном из опытов, причем при этих значениях \bar{F}_k весь водород подавался только в I поясе и $l_{2-4} = 25$ мм. Сравнение кинограмм обтекания модели показывает полную идентичность обтекания поверхностей воздухозаборника и обечайки модели в опытах без подачи водорода в модель и с подачей водорода.

При $\bar{F}_k = 2,24$ подача всего водорода в первом поясе с $\varphi_1 = 135^\circ$ не обеспечивала нормальной работы модели. Сразу после подачи первых порций водорода втекание воздуха в воздухозаборник срывалось. Увеличение l_{2-4} с 25 до 35 мм не улучшало характера работы модели: по-прежнему наблюдался нестационарный процесс втекания воздуха в модели — помпаж воздухозаборника [12]. Поэтому при $\bar{F}_k = 2,24$ водород подавался через два пояса при $\varphi_1 = \varphi_2 = 135^\circ$, $\sim 1/3$ водорода в первом поясе подачи, остальное во втором. При такой схеме модель работала с $\alpha \approx 1$ в течение всего времени режима, обеспечивая физическую полноту сгорания водорода 0,9–0,95 и тягово-экономические характеристики, соответствующие $\xi = 0,7 \div 0,8$.

При $F_k = 1,96$ и угле подачи 135° весь водород требовалось подавать только через второй пояс — только в этом случае удавалось избежать нестационарного втекания воздуха в модель с начала режима. Однако для этих опытов выделяющееся в камере сгорания тепло соответствовало $\xi = 0,6 \div 0,7$ (физическая полнота сгорания водорода 0,8–0,85 в предположении сохранения тех же потерь тепла в стенки), так как оставшейся ниже инжекторов длины КС уже не хватало для эффективного сжигания водорода.

Переход на вдув водорода через первый пояс с $\varphi_1 = 45^\circ$ позволил для $F_k = 1,96$ работать с физической полнотой сгорания 0,9–0,95 и получать C_R , соответствующие выделению тепла при сжигании водорода с $\xi \approx 0,8$. Однако при таком способе подачи в ряде опытов имел место помпаж воздухозаборника.

Для $F_k = 1,69$ нормальная работа модели обеспечивалась только при подаче всего водорода во втором поясе подачи с $\varphi_2 = 45^\circ$. Но при этом выделение тепла соответствовало полноте сгорания водорода $\xi \approx 0,6$ и, следовательно, значения тягово-экономических характеристик были невысокими.

Существенное повышение давления на начальном участке КС при уменьшении \bar{F}_k (см. рис. 7) — основная причина, вызывающая срыв втекания воздуха при перемещении псевдоскачка вверх по потоку. Пока псевдоскачок или вытесняемые им зоны отрыва не выходят на поверхности сжатия воздухозаборника, втекание в модель расчетное. Перераспределение подачи водорода по длине КС при уменьшении F_k предотвращало выход псевдоскачка на поверхности сжатия, обеспечивая размещение его на начальном участке КС.

Таким образом, если иметь в виду результаты работы [14] по устранению срыва втекания с помощью уменьшения высоты начального участка

КС, то экспериментально проверены первые два из трех перечисленных способов ликвидации срыва.

Относительно третьего способа (за счет увеличения длины начального участка КС), отметим следующее. Одним только увеличением длины участка 2-4 с 25 до 45 мм при $F_k = 1,96$ и подаче всего водорода в первом поясе подачи с $\varphi_1 = 135^\circ$ не удалось добиться нормальной работы модели, хотя увеличение длины начального участка на 20 мм (~ 10 высот участка 2-4), по оценкам, должно быть эквивалентно смещению вниз по потоку зоны интенсивного тепловыделения за счет перераспределения подачи водорода из переднего пояса в задний. Устранить срыв втекания при $F_k = 1,96$ удалось лишь комбинированным воздействием: увеличением длины участка l_{2-4} с 25 до 35 мм и изменением угла подачи с $\varphi_1 = 135^\circ$ на 45° . Методические исследования показали большую чувствительность запуска настоящей модели к равномерности высоты горла воздухозаборника по окружности (к концентричности в сечении 2 центрального тела диаметром 19,62 мм и обечайки с внутренним диаметром 23 мм). При $l_{2-4} = 45$ мм такую равномерность зазора обеспечить было очень трудно из-за большого удаления сечения 2 от посадочных мест. Возможно, это и явилось причиной того, что увеличение длины участка 2-4 на 10 калибров не дало в настоящих опытах нужного эффекта.

Из анализа кинограмм, записи давления p_k и силы F_m , действующей на модель, можно сделать вывод, что в режиме помпажа колебательный процесс втекания воздуха в модель связан не с колебаниями системы скачков на входе в модель, а с отрывными процессами внутри канала модели, которые и приводят к колебаниям втекания воздуха в модель. Эти колебания не строго периодические, но можно определить среднюю частоту (~ 300 Гц) и амплитуду колебаний (до 20-30 % от p_k).

Колебательные явления, связанные с наличием отрывных зон в каналах сложной формы, исследованы в ряде работ, например, в [16-17], где показано, что причина колебательных процессов с низкой и промежуточной частотами в КС при горении — отрывные зоны, возникающие за уступами или плохо обтекаемыми частями КС. В этом смысле отрывная зона за угловой точкой в сечении 2 и взаимодействие этой отрывной зоны и псевдоскачка, выталкиваемого вперед из КС за счет теплоподвода, также может служить причиной таких колебаний. Причем при таких колебаниях сверхзвуковое течение в канале воздухозаборника между сечениями 1-2 в среднем сохраняется, иначе не повторялся бы периодический запуск. Заметим, что в [11] при $\alpha < 0,5$ датчики давления фиксировали в районе внезапного расширения КС колебательный процесс, не приводящий к срыву втекания в модель, т. е. локализованный внутри модели.

Таким образом, на наличие колебательного процесса с низкими или промежуточными частотами сильное влияние оказывают α , T_n и место расположения подачи горючего в тракте КС.

Теплонапряженность КС. Для сравнения эффективности различных КС пользуются понятием теплонапряженности Q/V_k [15, 18] — это тепловая мощность, выделяемая за счет сгорания топлива в единице объема КС. В табл. 2 приведены параметры, характеризующие работу КС в проведенных опытах. При $G_{H_2} = 17 \div 21$ г/с, $\xi = 0,8$ и теплоте сгорания водорода $H_u = 120$ МДж/кг значение $Q = 1,6 \div 2$ МДж/с, что соответствует $Q_v = 32 \div 58$ кВт/см³. При этом за объем КС брался объем внутреннего тракта модели между сечениями 4-5 (см. рис. 1), так как на начальный участок КС, как показала киносъемка через щель в обечайке в работе [14], пламя не забрасывается и, следовательно, можно считать, что тепло на начальном участке КС не выделяется.

Таблица 2

F_k	2,85	2,57	2,24	1,96
l_{2-5} , мм	173	132-142	160	173
l_{4-5} , мм	149	107	135	135
V_{4-5} , см ³	52	34	46	46
G_{H_2} , г/с	17-18	17-21	17-18	17-18
$Q = G_{H_2} \cdot \xi \cdot H_u$, МДж/с	1,6-1,7	1,6-2	1,6-1,7	1,6-1,7
$Q_v = Q/V_{4-5}$, кВт/см ³	32-34	48-58	37	36-38
$p_k \cdot 10^{-5}$, Па	15	21-26	37	42
$Q_{vPK} = \frac{3,6 \cdot 10^{12} Q_v}{F_k}$, МДж/(ч · м ³ · Па)	76-79	74-84	36	32
$p_2 \cdot 10^{-5}$, Па	5,6-6	5,4-6,1	5,8	6
$Q_{vp_2} = \frac{3,6 \cdot 10^{12} Q_v}{p_2}$, МДж/(ч · м ³ · Па)	203	318-342	233	224

Для каждого горючего, способа подачи и сгорания его в КС существует предел по максимально возможной объемной теплонапряженности. Нарушение этого предела приводит к возникновению высокочастотных колебаний, что хорошо известно из опыта форсирования жидкостных ракетных двигателей [19]. Данные, приведенные в [18], свидетельствуют, что в настоящих опытах Q_v была на два порядка выше, чем в наиболее напряженных камерах сгорания ВРД.

Для сравнения различных топочных устройств используют понятие удельной теплонапряженности Q_{vp} , под которой понимают отношение количества тепла, выделяющегося в единицу времени к объему КС и давлению на входе в КС. В табл. 2 приведены два значения Q_{vp} : вычисленные по измеренному давлению Q_{vPK} и вычисленные по давлению p_2 на входе в камеру сгорания (Q_{vp_2}). В самых напряженных топочных устройствах, использующих воздух в качестве окислителя, (ПВРД и форсажные камеры ВРД) $Q_{vp_2} = (6,5 \div 11) \cdot 10^6$ Дж/(ч · м³ · Па). Как видно из табл. 2, в проведенных опытах с малоразмерной моделью эти значения были превзойдены в 20-30 раз. Это стало возможным благодаря проведению опытов в высокоэнтальпийной установке кратковременного режима, обеспечивающей высокие параметры (p_{0H} , T_{0H} , i_{0H}) набегающего на модель воздуха.

Выводы

Выполненные исследования показали, что уменьшение степени расширения КС является эффективным средством увеличения тягово-экономических характеристик. При работе КС на режиме подвода тепла к дозвуковому потоку принципиально возможно уменьшение F_k до минимального значения, определяемого газодинамикой течения. Для этого требуется обеспечить условия для размещения псевдоскачка на начальном участке КС с тем, чтобы псевдоскачок не выходил на поверхности сжатия воздухозаборника.

Совпадение экспериментальных характеристик моделей с расчетным прогнозом показывает, что термодинамический подход дает возможность обоснованно оценивать роль различных параметров. Такой подход позволяет интерпретировать полученные экспериментальные данные, в том чи-

сле и связанные с нестационарностью втекания воздуха в модель. В проведенных опытах с моделями достигнут чрезвычайно высокий уровень теплонапряженности, не достижимый при испытаниях в аэродинамических установках длительного стационарного действия.

ЛИТЕРАТУРА

1. 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.
2. Baev V. K., Shumsky V. V., Yaroslavtsev M. I. Study of Combustion and Heat-Exchange Processes in High-Enthalpy Short-Duration Facilities // High-Speed Flight Propulsion Systems. Progress in Astronautics and Aeronautics. 1991. V. 137.
3. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование силовых характеристик и параметров потока в тракте моделей с горением // ПМТФ. 1984. № 1.
4. Сарен Ю. А., Шумский В. В. Характеристики ГПВРД с двухрежимной камерой сгорания. Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск, 1982.
5. Мещеряков Е. А., Сабельников В. А. Горение водорода в сверхзвуковом турбулентном потоке в канале при спутной подаче горючего и окислителя // Физика горения и взрыва. 1981. Т. 12, № 2. С. 55-64.
6. White M. E., Drummond I. P., Kumar A. Evolution and Studies of CFD techniques for scramjet applications. AIAA Paper. 1986. 86-160.
7. Uenishi K., Rogers R. C., Northam G. C. Numerical Predictions of a Rearward-Facing-Step Flow in a Supersonic Combustor // J. of Propulsion and Power. 1989. V. 5, N 2.
8. Зуев В. С., Макарон В. С. Теория прямоточных и ракетно-прямоточных двигателей. М.: Машиностроение, 1977.
9. Затолока В. В., Звегинцев В. И., Шумский В. В. Влияние процесса сжатия в воздухозаборнике на удельные характеристики ГПВРД // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1978. Вып. 2. № 8.
10. Лашков А. И., Никольский А. А. Волновой запуск сверхзвукового диффузора // Инженерный журнал. 1962. Т. 2, вып. 1.
11. 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.
12. Королев А. С., Бошнятов Б. В., Друкер И. Г., Затолока В. В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука, 1978.
13. Коваленко В. М. Расчет коэффициентов турбулентного трения и теплоотдачи гладкой пластины при сверхзвуковых скоростях и наличии трения // Труды ЦАГИ. 1967. Вып. 1084.
14. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование газодинамики модели с горением в импульсной аэродинамической трубе // ПМТФ. 1983. № 6.
15. Теория воздушно-реактивных двигателей / Под ред. С. М. Шляхтенко. М.: Машиностроение, 1975.
16. 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.
17. Byrne R. W. Longitudinal pressure oscillations in ramjet combustors // AIAA Paper. 1983. N 2018.

18. Зуев В. С., Скубачевский Л. С. Камеры сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Оборонгиз. 1958.
19. Мошкин Е. К. Нестационарные режимы работы ЖРД. М.: Машиностроение, 1970.

*Поступила в редакцию 11/XI 1994 г.,
в окончательном варианте — 20/IV 1995 г.*
