

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ И ТЕПЛОБМЕНА В ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С ГОРЕНИЕМ, ОБТЕКАЕМОЙ ВЫСОКОЭНТАЛЬПИЙНЫМ ПОТОКОМ ВОЗДУХА

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

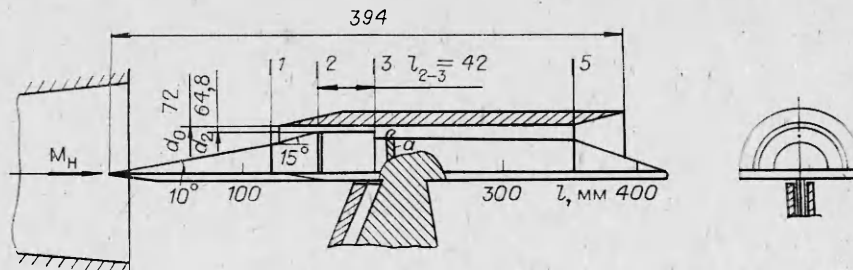
(Новосибирск)

В [1—3] на газодинамических моделях с горением в высокоэнтальпийном набегающем воздухе получены силовые характеристики, определена полнота сгорания водорода, проведено сравнение экспериментальных и расчетных данных, разработана физическая картина течения во внутреннем тракте моделей. Цель [1—3] — исследование в основном суммарного эффекта от сгорания водорода: тяги, перемещения псевдоскачка на начальном участке камеры сгорания, срыва втекания воздуха в модель.

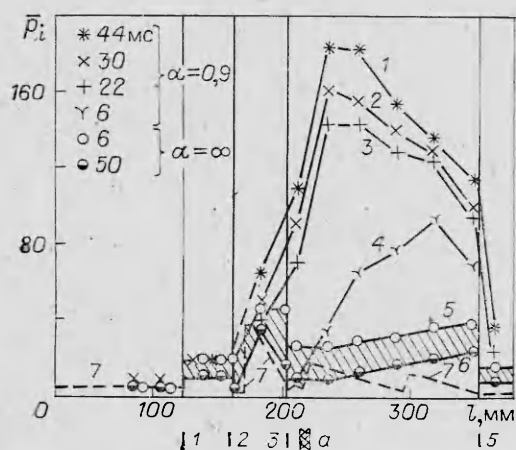
В настоящей работе приводятся данные по распределению давления и тепловых потоков в тракте газодинамической модели с горением. Геометрия внутреннего тракта описана в [1, 2]. Но поскольку опыты проводились в установке кратковременного режима и все датчики давления располагались внутри модели с целью сведения к минимуму погрешностей, связанных с инерционностью пневмотрасс, то в модели не оставалось свободного объема, где можно было бы разместить, как в [1, 2], запас водорода. Поэтому модель (фиг. 1) была выполнена в виде 1/2 осесимметричной модели [1, 2] и располагалась на боковом пилоне, через который подводился водород из внешнего объема и проходили измерительные кабельные линии. Геометрические соотношения внутреннего тракта модели следующие: $F_2/F_0 = 0,19$, $\bar{F}_R = F_5/F_2 = 2,2$, где $F_0 = \frac{1}{2} \frac{\pi d_0^2}{4}$ — площадь входа в модель, F_2, F_5 — площади поперечного сечения тракта в сечениях 2 и 5 соответственно. Методические вопросы измерения давлений, тепловых потоков, расходов сред через модель с оценкой имевших место погрешностей приведены в [4].

Опыты проводились в той же импульсной трубе ИТ-301 [5] с коническим соплом, что и опыты [1, 2], при следующем диапазоне параметров набегающего воздуха: давление и температура торможения $p_{0н}(\tau) = 50—7$ МПа, $T_{0н}(\tau) = 1600—970$ К, число Маха $M_n = 7,9$, расход воздуха через модель $m_b = 0,4—0,08$ кг/с. Здесь τ — текущее время режима (начало отсчета бралось от момента разряда конденсаторной батареи в форкамере трубы). Скорость понижения $p_{0н}, T_{0н}$ в течение режима (такая же, как и в опытах [1,2]) типичная для импульсных труб и соответствует истечению воздуха с начальными параметрами $p_{0н}(0) = 50$ МПа, $T_{0н}(0) = 1600$ К из форкамеры объема $1,14$ дм³ через критическое сечение диаметром 10 мм [5]. На фиг. 1—3 заштрихованная область *a* обозначает место расположения водородных инжекторов в модели.

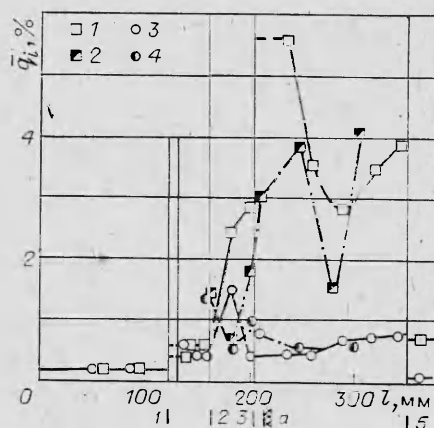
На фиг. 2 приведены данные по распределению относительного статического давления $\bar{p}_i = p_i/p_n$ (p_i — давление в *i*-м сечении модели, p_n — статическое давление набегающего воздуха) на центральном теле модели: 5—7 — без подачи водорода в модель, 1—4 — в опытах со сжиганием в модели водорода с коэффициентом избытка воздуха $\alpha = 0,9$. Кривая 7 построена по результатам численного расчета разностным методом течения идеального газа с показателем адиабаты $\kappa = 1,4$.



Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3

На фиг. 3 показано распределение тепловых потоков: 1, 3 — в центральное тело, 2, 4 — в обечайку внутреннего тракта модели, 1, 2 — в опытах с горением ($\alpha = 0,9-0,53$, $\tau = 35-40$ мс), 3, 4 — в опытах без горения ($\alpha = \infty$); $\bar{q}_i = q_i F_0 / m_B h_{0H}$ — удельный тепловой поток, где h_{0H} — удельная энтальпия торможения набегающего воздуха. Физически величина \bar{q}_i представляет собой удельный тепловой поток q_i в соответствующей точке внутреннего тракта, отнесенный к энтальпии торможения $m_B h_{0H} / F_0$, переносимой набегающим потоком воздуха в 1 с через 1 м^2 поперечного сечения; или же \bar{q}_i — тепло, которое уходило в соответствующей точке внутреннего тракта через поверхность с площадью F_0 , отнесенное к энтальпии торможения $m_B h_{0H}$, входящей в модель с набегающим потоком.

Анализ экспериментальных данных по давлению и тепловым потокам во внутреннем тракте в опытах без подачи водорода в модель дает следующее.

1. Величины \bar{q}_i в каждой точке внутреннего тракта были постоянными в течение всего режима (кроме поверхности второго конуса воздухозаборника в момент смещения отрыва пограничного слоя из горла на поверхность сжатия, см. ниже). Так как величина $m_B h_{0H}$ уменьшалась в течение режима пропорционально $p_{0H}(\tau) \sqrt{T_{0H}(\tau)}$, то удельный тепловой поток в каждой точке внутреннего тракта модели

$$\bar{q}_i = \frac{q_i}{F_0} m_B h_{0H} = \alpha_{i, \alpha = \infty} (T_{0i}(\tau) - T_w) = \text{const } m_B h_{0H}$$

также пропорционален $p_{0H}(\tau) \sqrt{T_{0H}(\tau)}$. Здесь $\alpha_{i, \alpha = \infty}$ — коэффициент теплопередачи в i -м сечении; T_w — температура стенки; $T_{0i}(\tau)$ — температура торможения воздуха в i -м сечении; $T_{0i}(\tau) < T_{0H}(\tau)$, так как воздух охлаждался за счет отдачи тепла в стенки на длине от носика модели до i -го сечения.

2. Измеренное давление на первом и втором конусах воздухозаборника совпадает с расчетным значением давления. При этом \bar{p} на первом конусе оставалось постоянным в течение всего режима, на втором конусе оставалось постоянным и равным расчетному лишь до значения $Re = v_H l / \nu_H \approx 2 \cdot 10^6$ (до 40—47 мс), где $l = 0,165$ м — расстояние от носика до сечения 2 по образующим первого и второго конусов, v_H, ν_H — скорость и кинематическая вязкость набегающего потока. Начиная с $Re \approx 2 \cdot 10^6$, \bar{p} на втором конусе увеличивалось скачкообразно, на фиг. 2 от значения, даваемого кривой 7 для второго конуса, до верхней границы заштрихованного участка. Скачкообразное изменение давления на втором конусе связано со скачкообразным смещением отрыва пограничного слоя из района

горла воздухозаборника на поверхности второго конуса. Это смещение отрыва фиксировалось всеми датчиками давления, расположенными ниже по потоку. Начиная с момента смещения отрыва датчики теплового потока, расположенные на втором конусе, фиксировали увеличение \bar{q} , после чего новое значение \bar{q} оставалось постоянным до конца режима.

3. На начальном участке камеры сгорания (между сечениями 2—3) имеет место сложная система чередующихся ударных волн и вееров волн разрежения. Измеренные значения давления на центральном теле качественно совпадают с расчетными. Пики тепловых потоков на этом участке хорошо коррелируют с пиками давления.

4. Отличие экспериментальных и расчетных значений давления непосредственно в камере сгорания (участок 3—5) связано с учетом в расчетах вязкости, отрывов пограничного слоя, инжекторов, которые выступали в поток и являлись мощным тормозящим фактором. Наличие трения, отрывов и инжекторов приводит к выравниванию давления по длине камеры и сглаживанию пилообразного распределения давления, получающегося из расчетов идеального газа. Распределение \bar{q} на участке 2—5 также гладкое, без пиков и провалов, имеющих место на начальном участке камеры сгорания.

Особенностью распределения давления по длине участка 3—5 является непрерывное увеличение \bar{p} в течение режима, что связано с уменьшением Re (от $Re = 4,5 \cdot 10^6$ при $\tau = 0$ до $Re = 1,5 \cdot 10^6$ при $\tau = 55$ мс) и увеличением $\bar{T}_w = T_w/T_{0i}$. Эти факторы вызывают увеличение трения воздуха о стенки, что приводит к росту в течение режима торможения сверхзвукового потока в камере и, следовательно, \bar{p} .

Анализ экспериментальных данных по распределению давления при $\alpha = 1,3-0,22$ и по тепловым потокам при $\alpha = 1,3-0,53$ во внутреннем тракте в опытах со сжиганием водорода дает следующее.

1. Измеренное давление на первом конусе воздухозаборника выше ($\bar{p} = 6-9$), чем давление на первом конусе без подачи водорода в модель ($\bar{p} = 4$). Это объясняется тем, что при сжигании водорода повышенное давление из камеры передается на поверхности сжатия по дозвуковым зонам, имеющимся в угловой конфигурации в местах стыка конической поверхности с нижней плоскостью модели (см. фиг. 1); по пограничному слою эти возмущения передаются к дренажным точкам.

2. Измеренные давления на втором конусе выше, чем \bar{p} на втором конусе при $\alpha = \infty$. Это связано, во-первых, как и для первого конуса, с передачей возмущений из камеры сгорания по дозвуковым зонам, во-вторых, со смещением отрыва из горла воздухозаборника. Если при $\alpha = \infty$ смещение отрыва связано с уменьшением Re , то в случае сжигания водорода в модели оно происходит при $\tau \approx 10-15$ мс и объясняется «выталкиванием» отрыва на поверхности сжатия псевдоскачком, перемещающимся на начальном участке камеры: ступенчатое повышение \bar{p} на втором конусе происходило после того, как датчики давления на участке 2—3 фиксировали перемещение начала псевдоскачка в сторону сечения 2. При $\alpha = 1,3-0,22$ давление \bar{p} на втором конусе после смещения отрыва, вызванного псевдоскачком, примерно одинаково с \bar{p} , которое имеет место при $\alpha = \infty$ после смещения отрыва из-за уменьшения Re ниже $\sim 2 \cdot 10^6$ (см. фиг. 2).

3. Несмотря на увеличение при $\alpha = 1,3-0,22$ \bar{p} на первом конусе по сравнению с \bar{p} при $\alpha = \infty$, величины \bar{q} на первом конусе одинаковы при $\alpha = \infty$ и $1,3-0,53$ и равны $\sim 0,002$. Следовательно, работа камеры сгорания не влияет на теплоотдачу к первому конусу, хотя и влияет на распределение давления по первому конусу.

4. Величины \bar{q} на втором конусе при $\alpha = 1,3-0,5$ и $\tau > 10-15$ мс не отличаются существенно от тех значений \bar{q} , которые были при $\alpha = \infty$ после смещения отрыва из-за уменьшения Re .

5. На начальном участке камеры сгорания, особенно при $\alpha < 1$, наблюдается существенный рост давления, происходящий при перестройке течения в камере сгорания от сверхзвукового к дозвуковому. Величина p_3/p_2 (p_3 — давление в сечении 3, p_2 — в сечении 2) составляет основную часть повышения давления в камере сгорания. Из фиг. 2 также видно, что давление на участке 2—3 непрерывно растет и во время дозвукового режима в камере сгорания. Это связано с перемещением псевдоскачка в сторону сечения 2 из-за непрерывного увеличения подогрева рабочего тела [1, 2]. Причем датчики давления, расположенные в районе сечения 3, фиксировали нестационарный по давлению процесс, хотя датчики, расположенные выше и ниже по течению, этого, как правило, не фиксировали.

6. Датчики теплового потока, расположенные в i -м сечении на участке 2—3, реагировали на перемещение псевдоскачка одновременно с датчиками давления, расположенными в том же сечении. До прихода псевдоскачка в это сечение значение \bar{q}_i близко к значению \bar{q}_i в этом месте при $\alpha = \infty$. Но после прихода псевдоскачка в это сечение значения \bar{q}_i быстро возрастали (см. фиг. 3). Так, в районе сечения 3 \bar{q}_i в центральное тело при $\alpha \leq 1$ увеличивался по сравнению с опытами при $\alpha = \infty$ в 4—10 раз (в зависимости от τ). Значительно меньший рост \bar{q}_i имел место на обечайке, что свидетельствует о существенно неравномерном торможении сверхзвукового потока на начальном участке камеры сгорания: торможение воздушного потока в слоях, расположенных у центрального тела, начинается ближе к сечению 2, чем в слоях, расположенных у обечайки.

7. Непосредственно в камере сгорания на участке 3—5 наблюдался дальнейший рост давления от сечения 3 до места, расположенного на расстоянии 30—50 мм ниже сечения 3. После этого места давление падает, достигая на выходе из камеры (в сечении 5) 0,6—0,7 от максимального давления на участке 3—5.

Максимальное значение \bar{p}_i на участке 3—5 (следовательно, во всем внутреннем тракте модели) для диапазона $\alpha = 1,3—0,22$ имело место при $\alpha = 0,4—0,6$ и составляло $\bar{p} = 190$. При $\alpha = 1$ максимальное значение $\bar{p} = 175$, т. е. на $\sim 8\%$ ниже. Расчетные оценки давления в характерных сечениях камеры сгорания, выполненные по методике [6], показали, что для одной и той же полноты сгорания ξ увеличение давления в характерных сечениях камеры при переходе от $\alpha = 1$ к $\alpha = 0,5$ составляет $\sim 5\%$, т. е. в данных опытах увеличение количества сгоравшего при $\alpha < 1$ водорода по сравнению с количеством водорода, сгоравшего при $\alpha = 1$, было незначительным. Об этом свидетельствуют также измерения тепловых потоков: в диапазоне $\alpha = 1—0,53$ относительное тепло, терявшееся в стенке участка 3—5, составляло одну и ту же величину.

Имеющийся характер распределения давления по длине участка 3—5 обусловлен рядом факторов. Во-первых, из данных, полученных на присоединенных трубопроводах [7, 8], следует, что значительная часть тепла выделялась на длине, сравнимой с длиной псевдоскачка. Во-вторых, в стенке камеры имелся значительный отвод тепла. Оба эти фактора приводят к сильной неравномерности подвода тепла к рабочему телу по длине камеры. В-третьих, на движущийся газ действовали сила трения и местные гидравлические сопротивления. В-четвертых, подвод тепла к дозвуковому потоку приводил так же, как и трение, к разгону газа с соответствующим падением давления. В-пятых, в сечении 3 псевдоскачок еще не заканчивался, а простирался ниже сечения 3 с соответствующим падением давления по его длине. Сочетание этих факторов и приводило к сложной зависимости \bar{p} от длины камеры сгорания.

8. Если при $\alpha = \infty$ величины $\bar{q}_i(\tau)$ в течение режима были постоянны, то при $\alpha = 1,3—0,53$ они увеличиваются с ростом τ во всех точках камеры сгорания. Действительно,

$$(1) \quad \bar{q}_i \sim \frac{\alpha_{i,\alpha} (T_{0i}(\tau) - T_w)}{P_{0H}(\tau) \sqrt{T_{0H}(\tau)}} \sim \left(\frac{\alpha_{i,\alpha} (T_{0i}(\tau)_{\alpha=\infty} - T_w)}{P_{0H}(\tau) \sqrt{T_{0H}(\tau)}} + \right.$$

$$+ \frac{\alpha_{i,\alpha} \xi_i H_u}{\alpha^\nu L_0 \frac{\nu+1}{\alpha} c_p p_{0H}(\tau) \sqrt{T_{0H}(\tau)}}),$$

где $\alpha_{i,\alpha}$ — коэффициент теплоотдачи при $\alpha = 1,3-0,53$; $\xi_i H_u$ — тепло, выделившееся в камере сгорания до сечения i ; ξ_i — полнота сгорания, достигнутая к сечению i ; H_u — тепловой эффект реакции; L_0, c_p — стехиометрический коэффициент и удельная теплоемкость; $\nu = 1$ при $\alpha \geq 1$; $\nu = 0$ при $\alpha < 1$. При сжигании водорода $T_w \approx T_{w,\alpha=\infty}$, так как за время 50 мс стенки не успевали существенно прогреться; $\alpha_{i,\alpha} > \alpha_{i,\alpha=\infty}$, так как при турбулентном пограничном слое $\alpha_i \sim p_i^{0,8}$, а p_i в камере сгорания при $\alpha = 1,3-0,53$ больше, чем p_i при $\alpha = \infty$, в 3—15 раз. Поэтому из (1) имеем

$$\bar{q}_i \sim \frac{\alpha_{i,\alpha}}{\alpha_{i,\alpha=\infty}} \bar{q}_{i,\alpha=\infty} + \Delta \bar{q}_i > \bar{q}_{i,\alpha=\infty}.$$

Кроме того, из выражения (1) следует, что для тех мест камеры сгорания, для которых величина $\alpha_{i,\alpha}$ больше, чем в соседних местах, будет больше по сравнению с соседними не только сама величина \bar{q}_i , но и скорость увеличения ее в течение режима. Для проведенных опытов с $\alpha = 1,3-0,53$ наибольшая величина \bar{q}_i и скорость ее возрастания в течение режима наблюдались в той части центрального тела (наиболее «горячее» место), которая отстояла от сечения 3 на 30—50 мм и совпала с местом максимального давления в камере, наименьшая (наиболее «холодное» место в камере) — в участках обечайки, расположенных посередине камеры сгорания. По сравнению с опытами при $\alpha = \infty$ значения \bar{q}_i при сжигании водорода с $\alpha \leq 1$ увеличивались при $\tau = 35-40$ мм для наиболее «горячего» места в ~ 12 раз, для наиболее «холодного» — в $\sim 2,3$ раза.

Из фиг. 3 видно, что к концу камеры сгорания тепловой поток снова увеличивался, так как в этом месте камеры находились пилоны, которые поддерживали обечайку. Поскольку поток в камере дозвуковой, на распределение давления пилоны практически не оказывали влияния, но на распределении \bar{q}_i сказывались существенным образом.

В таблице приведены данные по потерям тепла в каждый из 4-х участков внутреннего тракта модели, причем для камеры сгорания приведены отдельные данные для центрального тела и для обечайки. Суммарные потери тепла на каждом участке $\bar{Q}_i = \sum_i q_i S_i / (m_B h_{0H})$, где S_i — площадь боковой поверхности внутреннего тракта, для которой значения q_i считались постоянными, величины S_n / F_0 для каждого участка приведены отдельным столбцом. При отсутствии подачи водорода \bar{q}_i постоянны в течение всего режима и данные в столбце $\alpha = \infty$ справедливы для всего режима работы модели. При сжигании в модели водорода \bar{q}_i изменялись в течение режима. Поэтому для каждого α даны два \bar{q}_i : при $\tau = 15$ мс, когда переход от сверхзвукового течения к дозвуковому близок к завершению [1, 2], и при $\tau = 40$ мс (для опытов с $\alpha = 0,53$ при $\tau = 35$ мс, так как срыв втекания воздуха в модель при этом α происходил при $\tau = 34-36$ мс), когда в камере сгорания течение дозвуковое.

Как видно из таблицы, при $\alpha = \infty$ полный относительный тепловой поток \bar{Q}_1 через стенки внутреннего тракта модели сравнительно невелик (14,2%):

$$\bar{Q}_1 = \frac{\sum_n \sum_i q_i S_i}{m_B h_{0H}},$$

однако при сжигании водорода он значительно увеличивался и для $\alpha \leq 1$ составлял 50—60% при $\tau = 15-40$ мс.

Участки поверхности внутреннего тракта		$\bar{Q}_1, \%$												
		α												
		$\tau, \text{мс}$												
n	Название	∞												
		0-50	15	40	15	40	15	40	15	40	15	35		
1	Воздухозаборник	1,63	1,45	1,97	1,45	1,97	1,45	1,97	1,45	1,97	1,45	1,97	1,45	1,97
		2,09	4,08	5,3	4,2	4,4	3,34	4,2	4,2	4,2	6,7	3,76	5,64	
2	Участок 2-3	2,33	2,33	2,8	3,3	3,7	3,26	3,5	2	2,8	2,33	2,33	2,33	
		6,16	15,4	19,1	16,1	24,6	19,8	22,1	18,5	26,5	17,6	22,5		
3	Участок 3-5	8,11	13	16,2	18,6	23,5	18,6	23,7	18,6	26,8	21,9	27,3		
		4,53	3,4	3,4	2,7	2,7	3,3	3,3	3,3	3,3	2,7	2,7		
$\bar{Q}_1, \%$		14,2	39,7	48,8	46,4	60,9	49,3	59,2	47,9	68,5	49,7	62,4		
$\bar{Q}_2, \%$		—	21,2	20,5	21	21,7	20,3	19,2	19,7	22,2	20,5	21		
Среднее значение $(20,7 \pm 0,3) \%$														

Интересен факт независимости от α и τ величины \bar{Q}_2 — теплового потока в стенку модели, отнесенного к теплу, которое могло бы выделиться при сжигании водорода с $\xi = 1$:

$$\bar{Q}_2 = \frac{\sum_n \sum_i q_i S_i}{m_B H_u / \alpha^\nu L_0}$$

Проведенный анализ для диапазонов $\alpha = 1,3-0,53$ и $\tau = 15-40$ мс, т. е. практически для всех имевшихся режимов сжигания водорода в модели, показал, что $\bar{Q}_2 = 0,207$ со среднеквадратичным отклонением 0,003 (0,003/0,207 = 1,4%). Факт независимости \bar{Q}_2 от α и τ свидетельствует о следующем.

1. Определяющими в тепловых потерях в стенку внутреннего тракта модели при сжигании водорода являются потери в камере сгорания.

2. Полнота сгорания в диапазоне $\alpha = 1,3-0,5$ примерно одинакова и постоянна в течение рассмотренного времени $\tau = 15-40$ мс, что подтверждает вывод $\xi = \text{const}$ для $\alpha = 1-0,5$, полученный из сравнения максимальных значений \bar{p} для $\alpha = 1$ с максимальными значениями \bar{p} при $\alpha = 0,4-0,6$.

На фиг. 4 потери тепла в разные участки внутреннего тракта модели представлены графически: 1 — в поверхности воздухозаборника, 2 — в стенке начального участка камеры сгорания, 3 — в стенку участка 3—5 камеры сгорания, 4 — в поверхности сопла,

$$\bar{Q}_{1n} = \frac{\sum_i q_i S_i}{m_B h_{0n}}, \quad \bar{Q}_{2n} = \frac{\sum_i q_i S_i}{m_B H_u / \alpha^\nu L_0}, \quad n = 1-4.$$

Из фиг. 4, как и из таблицы, видно, что основные потери тепла в стенку внутреннего тракта модели приходились непосредственно на камеру сгорания.

Результаты настоящих измерений тепловых потоков к поверхностям воздухозаборника можно сравнить с данными [9], где при $M_n = 7$ проведено измерение тепловых потоков к поверхностям воздухозаборников с $F_2/F_0 = 0,066$ и 0,078. В [9] показано, что при Re, сравнимых с Re в настоящих опытах, в стенку воздухозаборника (до сечения 2) терялось тепло, составлявшее 0,6—0,8% от энтальпии входящего в модель воздуха. В настоящих опытах эта величина $\sim 1,6\%$, что качественно совпадает с данными работы [9], так как в ней показано, что отрывные зоны, затупления, турбулизаторы могут увеличить количество теряемого в воздухозаборнике тепла в 2—5 раз.

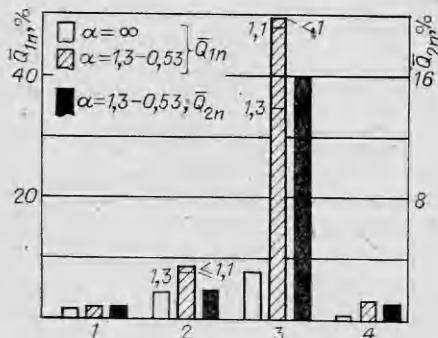
Параметры воздуха в камере сгорания при известных из опытов распределениях давления и тепловых потоков по длине модели определялись из уравнений сохранения массы, энергии и изменения количества движения, записанных для контрольного объема, ограниченного стенками камеры, сечением 2 и текущим сечением i . Для $\alpha = \infty$ система имеет вид

$$m_B = m_i, \quad m_B v_i - m_2 v_2 = p_2 F_2 - p_i F_i + \int_2^i p dF - X_{\text{TM}},$$

$$m_B h_{0i} = m_B h_{02} - Q_w,$$

где X_{TM} — сопротивление трения и местное сопротивление в камере на длине от сечения 2 до сечения i ; Q_w — потери тепла в стенку внутреннего тракта до i -го сечения; v — скорость. Последовательность расчетов такова: из уравнения энергии при известных из опытов Q_w определялись T_{0i} , далее из уравнения сохранения массы — M_i , из уравнения изменения количества движения — X_{TM} .

Результаты расчета T_{0i} и M_i при $\alpha = \infty$ по длине камеры приведены на фиг. 5: 5, 6 — M_i , 7 — T_{0i}/T_{02} , 9 — 11 обозначают место сечения 2, инжекторов, сечения 5 соответственно.



Ф и г. 4

На участке 2 — 3 воздух разгоняется от $M_2 = 3,98$ до $M_3 = 4,18$ (значения M на участке 2—3 получены из численного расчета течения и осреднения его по сечению). Затем поток дополнительно расширяется при обтекании уступа. Однако система инжекторов, выступавших в поток, приводит к существенному торможению сверхзвукового потока в ударных волнах. Мощные ударные волны, идущие от инжекторов в поток, хорошо просматриваются на сажемасляных покрытиях, нанесившихся в ряде опытов. Поэтому в районе инжекторов кривые 5, 6 приведены с разрывом. Так как давление в камере увеличивается в течение режима, то числа M в камере падают с ростом τ : кривые 5, 6 соответствуют $\tau = 40$ и 50 мс.

Из кривой 7 видно, что на выходе из камеры сгорания температура торможения воздуха на $\sim 13\%$ ниже температуры T_{0H} за счет теплоотдачи от воздуха к холодным стенкам модели. Причем это уменьшение температуры воздуха происходит в основном в камере сгорания, так как на поверхностях сжатия (до сечения 2) температура торможения уменьшается всего на $\sim 1,6\%$ (см. также таблицу).

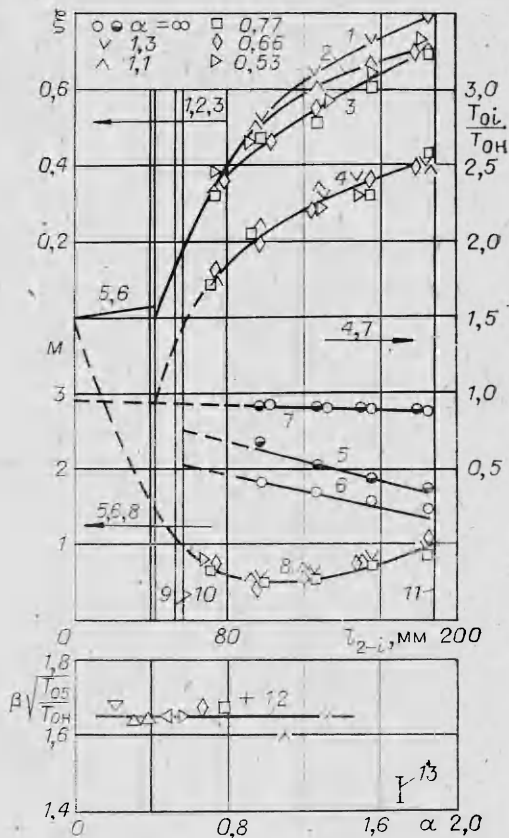
При сжигании водорода в модели система уравнений для определения параметров по тракту камеры сгорания имеет вид

$$(2)_i \quad m_B + m_{H_2} = m_i, \quad m_i v_i - m_B v_2 - m_{H_2} v_{H_2} =$$

$$= p_2 F_2 + p_{H_2} F_{H_2} - p_i F_i + \int_2^i p dF - X_{TM},$$

$$m_i h_{0i} = m_B h_{0H} + m_{H_2} h_{H_2} - Q_w + \frac{m_B}{\alpha \nu L_c} H_v \xi_i,$$

где индекс H_2 относится к водороду. Последовательность определения параметров потока из системы (2) такова. На выходе из камеры сгорания $M_5 = 1$. Основываясь на этом и считая за i -е сечение выход из камеры сгорания, из второго уравнения системы (2) определяем X_{TM} для всей камеры. Принимается, что $X_{TM} \sim S_{2-i}$, где S_{2-i} — площадь боковой поверхности камеры сгорания от сечения 2 до сечения i . Это оправдывается тем, что X_{TM} для опытов с горением в 5—6 раз меньше, чем в опытах с $\alpha = \infty$. При $\alpha = \infty$ основную долю в X_{TM} составляет волновое сопротивление



Ф и г. 5

инжекторов и пилонов, обдуваемых сверхзвуковым потоком. В опытах с горением пилоны и инжекторы обдуваются дозвуковым потоком, и поэтому волновое сопротивление отсутствует — основной вклад в X_{TM} вносит трение. Затем из второго уравнения определяются M_i , из первого — T_{0i} и из уравнения энергии — ξ_i .

Результаты определения ξ_i , $T_{0i}/T_{0н}$, M_i приведены на фиг. 5: 1—3 — ξ_i , 4 — $T_{0i}/T_{0н}$, 8 — M_i ; для $\alpha < 1$ данные взяты при $\tau = 35-40$ мс, для $\alpha > 1$ — при $\tau = 50$ мс.

В [1, 2] в результате прямого фотографирования пламени через окна в модели показано, что при $\alpha = 1,7-3$ пламя не забрасывалось на начальный участок камеры. Поэтому кривые выгорания 1—3 и относительной температуры 4 проведены к сечению 3, выше которого горения не было. При $\alpha < 1$ значения ξ_i для разных α ложатся на одну кривую. Этот факт и то, что при $\alpha > 1$ кривые выгорания расслаиваются незначительно, подтверждают полученный из анализа распределения давления и тепловых потоков вывод, что в диапазоне $\alpha = 1,3-0,5$ полнота сгорания одинакова. Определенные в настоящих опытах при $\alpha = 1,3-0,53$ значения $\xi = 0,7-0,8$ совпадают с данными [1, 2], полученными в близких условиях весовым методом.

При сжигании водорода в модели на начальном участке камеры происходит торможение сверхзвукового потока в псевдоскачке от значения $M_2 = 3,98$ до минимального значения $M_{\text{min}} \approx 0,6$, находящегося на расстоянии 30—50 мм ниже сечения 3. С учетом того, что инжекторы и уступ приводят к значительным неравномерностям потока в поперечных сечениях, зависимость M от l_{2-3} на участке $M_2 - M_{\text{min}}$ проведена штриховой линией, которая отражает лишь общую тенденцию падения M по длине камеры от M_2 до M_{min} .

Срыв втекания воздуха в модель наблюдался во всех опытах с горением и для разных α происходил при разных τ и $T_{0н}$. Однако комплекс $\beta \sqrt{T_{05}/T_{0н}}$, где $\beta = (m_v + m_{H_2})/m_v$, в момент срыва втекания оставался постоянным для всех опытов (кривая 12). На фиг. 5 приведены данные из [1, 2] (линия 13) по срыву втекания в модель, имевшую меньшую степень расширения камеры сгорания $\bar{F}_k = 1,88$, которые коррелируют с результатами настоящей работы, так как чем меньше \bar{F}_k , тем при меньших значениях $\beta \sqrt{T_{05}/T_{0н}}$ должен происходить срыв втекания в модель.

Для настоящей модели с $\bar{F}_k = 2,2$ предельное значение комплекса $\beta \sqrt{T_{05}/T_{0н}}$, при котором еще отсутствует термическое запыриание камеры с уровнем потерь $X_{\text{TM}}/p_n F_0 \approx 5$, равно 2,53. То, что непосредственно перед срывом втекания воздуха в модель величина $\beta \sqrt{T_{05}/T_{0н}} = 1,65$ значительно меньше предельно возможной, является подтверждением обнаруженного в [1, 2] факта, что срыв втекания происходил не из-за термического запыриания камеры сгорания. Причиной срыва являлось то, что зона, в которой происходил переход течения от сверхзвукового к дозвуковому вследствие теплоподвода в камере сгорания, находилась слишком близко от сечения 2.

Авторы выражают благодарность И. К. Яушеву за помощь в проведении расчетов течения в модели при $\alpha = \infty$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование газодинамики модели с горением в импульсной аэродинамической трубе. — ПМТФ, 1983, № 6.
2. 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: ИТПМ СО АН СССР, 1982.
3. Баев В. К., Шумский В. В., Ярославцев М. И. Исследование силовых характеристик и параметров потока в тракте модели с горением. — ПМТФ, 1984, № 1.
4. 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, вып. 1, № 4.

5. Королев А. С., Бошняков Б. В., Друкер И. Г., Затолока В. В. Импульсные трубы в аэродинамических исследованиях. Новосибирск: Наука, 1978.
6. Сарен Ю. А., Шумский В. В. Характеристики ГПВРД с двухрежимной камерой сгорания. — В кн.: Газодинамика течений в соплах и диффузорах. Новосибирск: ИТНМ СО АН СССР, 1982.
7. Баев В. К., Климчик Г. В. и др. Диффузионное горение в плоском канале с внезапным расширением. — ФГВ, 1976, т. 12, № 3.
8. Зимонт В. Л., Левин В. М., Мецераков Е. А. Горение водорода в сверхзвуковом потоке в канале при наличии псевдоскачка. — ФГВ, 1978, т. 14, № 4.
9. Гурылев В. Г., Шкирин Н. Н. Тепловые потоки в гиперзвуковых воздухозаборниках с турбулизаторами и затуплением центрального тела. — Учен. зап. ЦАГИ, 1978, т. 9, № 4.

Поступила 3/VII 1984 г.

УДК 532.526 — 3.011.7

ТЕПЛОБМЕН НА БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗАТУПЛЕННОГО КОНУСА ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЭНТРОПИЙНОГО СЛОЯ ЛАМИНАРНЫМ И ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ

Ю. Н. Ермак, Н. П. Колина, А. Я. Юшин

(Москва)

Энтропийный слой на затупленном теле оказывает сильное влияние на течение в пограничном слое. В частности, учет поглощения энтропийного слоя приводит к увеличению теплового потока [1—4]. Работы [1—3] посвящены исследованию этого явления на ламинарном режиме течения, а в [4] рассматривается влияние поглощения энтропийного слоя как при ламинарном, так и при турбулентном характере течения в пограничном слое. Это влияние поглощения энтропийного слоя на величину теплового потока особенно значительно при турбулентном режиме течения. Целесообразно осуществить экспериментальную проверку расчетных данных [1—4] путем сопоставления результатов эксперимента и расчета при одних и тех же условиях обтекания. В данной работе такое сопоставление экспериментальных и расчетных результатов, представленных в параметрах подобия, проведено для условий ударной трубы при $M_\infty = 6,1$ и 8.

Ударная труба работала по импульсной схеме. Продолжительность стационарного режима работы трубы $\sim 0,02$ с. Модель представляла собой сферически затупленный круговой конус с углом полураствора $\theta = 10^\circ$, радиус затупления $r = 3$ и 5 мм. Длина модели 285,7 и 276,2 мм для $r = 3$ и 5 мм соответственно. При $M_\infty = 6,1$ температура торможения 564 и 730 К, полное давление варьировалось в диапазоне от $1,6 \cdot 10^6$ до $14 \cdot 10^6$ Па, а число Рейнольдса R_∞ , рассчитанное по параметрам невозмущенного потока и радиусу затупления, изменялось от $2,1 \cdot 10^4$ до $3,1 \cdot 10^5$. В случае $M_\infty = 8$ температура торможения $T_0 = 737$ К, полное давление $9,5 \cdot 10^6$ и $14,5 \cdot 10^6$ Па в опытах с $r = 3$ и 5 мм соответственно, $R_\infty \approx 1 \cdot 10^5$. Величина температурного фактора t_w , выражаемая отношением энтальпии поверхности конуса h_w к энтальпии торможения набегающего потока H_0 , составляла 0,40 и 0,52 для $T_0 = 730$ и 564 К.

На исследуемой модели было установлено 40 калориметрических преобразователей (датчиков), расположенных на одной образующей. Калориметрический преобразователь изготовлен в виде медного диска диаметром 2 мм. С внутренней стороны к диску точечной сваркой приваривалась микротермопара. Оба ее термоэлектрода (хромель и конпель) вблизи места сварки раскатаны до толщины 0,03 мм и ширины 0,3 мм. Для установки преобразователей * на модель в ее стенке просверлены отверстия диаметром 2,6 мм. Диск закреплялся в отверстии эпоксидной смолой. Последняя теплоизолирует преобразователь от металлической стенки модели. Первоначальная толщина дисков 0,15 мм. Однако после установки на модель

* Преобразователи этого типа разработаны Ю. Ю. Колочинским, эксперимент в трубе проведен с его участием.