

Экспериментальное исследование конвективного теплообмена на центральном теле линейного сопла внешнего расширения

В.В. Климов

Представлены результаты экспериментального исследования конвективного теплообмена на центральном теле модельного линейного сопла внешнего расширения. Модель имеет также сопла предварительного (внутреннего) расширения, выполненные в виде двух плоских сверхзвуковых щелевых сопел.

В качестве рабочего тела модели использовался горячий газ ($T_0 = 800 - 1000 \text{ K}$) – продукты сгорания этанола в воздухе. Для измерения величин конвективных тепловых потоков на обтекаемой поверхности усеченного центрального тела и в его донной области на различных режимах работы сопла использовался калориметрический метод. Целью исследования было получение данных для оценки теплового состояния центрального тела и организации тепловой защиты стенок сопла в перспективном линейном ЖРД многоразовых носителей.

Условные обозначения и сокращения

ВКС – воздушно-космический самолет;

ДУ – двигательная установка;

ЛС – линейное сопло;

СПР – сопло предварительного расширения;

F_* - площадь критического сечения сопла;

F_a – площадь выходного сечения ЛС;

χ - показатель адиабаты газа;

M_{ac} – геометрическое число Маха потока на выходе СПР;

M_a – геометрическое число Маха по полной степени расширения ЛС;

p_0, ρ_0 – полное давление и плотность;

p_n – внешнее давление;

p_i - статическое давление в i -той дренажной точке;

p_d - статическое давление в донной области центрального тела;

T_0 – полная температура в камере сгорания;

T_{0r} – среднemasсовая температура продуктов в камере сгорания;
 T_{0x} – полная температура холодного воздуха;
 q_w – конвективный тепловой поток от газа к стенке сопла;
 T_{ki} – температура i -го калориметра;
 T_i – температура i -ой термопары;
 T_{0e} – равновесная температура газа на внешней границе пограничного слоя;
 τ - время;
 α - коэффициент теплоотдачи;
 δ - толщина;
 γ, c, λ - удельный вес, теплоемкость и теплопроводность материала стенки сопла;
 $a = \lambda / c\gamma$ - коэффициент температуропроводности стенки сопла;
 $Fo = a\tau / \delta^2$ – критерий Фурье;
 $Bi = \alpha\delta / \lambda$ - критерий Био;
 G – вес калориметра;
 F_k – площадь поверхности калориметра, омываемой газом;
 μ - коэффициент расхода сопла;
 M_w – число Маха на стенке сопла;
 T_w – температура стенки сопла.

Введение.

В настоящее время в качестве одного из перспективных типов космических носителей нового поколения рассматривается многоразовый одноступенчатый носитель в варианте воздушно-космического самолета (ВКС), а в качестве двигательной установки (ДУ) для него — ЖРД с линейным соплом (компоновкой) внешнего расширения. Использование линейной ДУ внешнего расширения позволит получить высокие тяговые характеристики на всей траектории полета ВКС по сравнению с ДУ традиционных сопловых схем.

Одним из направлений исследования ЖРД с соплами данной модификации явилась разработка фирмой Rocketdyne (Boeing) кислородно-водородного линейного ЖРД XRS-2200 с земной тягой 94 тс, изготовление и успешные огневые испытания которого явились ключевым технологическим заданием программы экспериментального беспилотного носителя X-33 [1]. В линейном ЖРД важной проблемой является тепловая защита стенок сопла (центрального тела): в конструкции XRS-2200 применялось сопло с покрытием из медного сплава и внутренними каналами для охлаждения жидким водородом.

Несмотря на проводимые в мировой практике конструкторские и технологические работы по линейным ЖРД, в данной области остается еще много нерешенных научных и технических

проблем. Основными направлениями в разработке линейных ЖРД являются задачи исследования течения в сопле внешнего расширения (профилированное плоское центральное тело известной газодинамической схемы “Aerospike”), где реализуется свойство высотной авторегуляции тяги.

Данная работа является частью проведенной в Исследовательском Центре им. Келдыша серии расчетно-экспериментальных исследований линейных сопел и компоновок [2] и включает в себя экспериментальное изучение конвективных тепловых потоков, действующих на центральное тело линейного сопла. Эксперименты выполнены на сопловом дифференциальном стенде (СДС) Исследовательского Центра. Важность этой задачи обусловлена необходимостью оценки теплового состояния центрального тела, имеющего в натурном линейном ЖРД развитую поверхность обтекания горячими продуктами сгорания. Это требует, в свою очередь, организации надежной тепловой защиты стенок сопла.

Экспериментальная модель, установка и методика эксперимента.

Исследуемая в работе модель представляет собой модель индивидуального модуля линейного ЖРД и выполнена в виде двух плоских щелевых сопел с выходом на общее центральное тело, имеющее усеченный профиль (рис.1).



Рис. 1. Модель линейного сопла для тепловых испытаний.

Данная модель является доработкой модели ЛС, исследованной ранее на “холодном” ($T_{0x} = 300 \text{ K}$) воздухе [2]. Доработанная модель предусматривает использование двух центральных тел одинаковой геометрии: одного — для проведения дренажных испытаний

(измерения распределений статического давления по контуру тела), другого — для тепловых испытаний (измерения температур и тепловых потоков). Щелевые сопла предварительного расширения располагаются под заданным углом к горизонтальной плоскости симметрии модели и имеют одинаковую геометрию и общий ресивер. Рабочее тело подводится к ресиверу из камеры сгорания стенда, работающей на смеси воздуха с этиловым спиртом ($96\% \text{C}_2\text{H}_5\text{OH} + 4\% \text{H}_2\text{O}$). К боковым граням центрального тела прикрепляются плоские съемные пластины. Наличие боковых пластин препятствует поперечному растеканию газа по центральному телу и в его донной области и позволяет моделировать двумерное течение.

Газодинамическая схема модели приведена на рис.2, а основные параметры – в таблице 1. Критическое сечение сопла выполнено в виде плоской щели шириной s_a и фиксированной высотой h_* . Щелевые сопла СПР выполнены с углом раскрытия сверхзвуковой части θ_{ac} и геометрическим числом Маха на выходе из щели M_{ac} . Сверхзвуковая часть контура СПР $O'A'$ и прямолинейный участок $A'B$ контура центрального тела лежат в одной плоскости ($\theta_a = 23,5^\circ$), а ось $x_c - x_c$ (плоскость симметрии СПР) наклонена на угол $\theta_0 = \theta_a - \theta_{ac}$ к продольной оси модели $X - X$. Щелевое сопло имеет фиксированную ширину внутреннего контура s_a , совпадающую с шириной центрального тела, поэтому геометрическая степень расширения СПР и всей модели ЛС определяется отношением линейных размеров h_* , h_{ac} , h_a . Полная степень расширения ЛС — $\bar{F}_a = h_a / h_* = 10,15$; СПР — $\bar{F}_{ac} = h_{ac} / h_* = 2,81$.

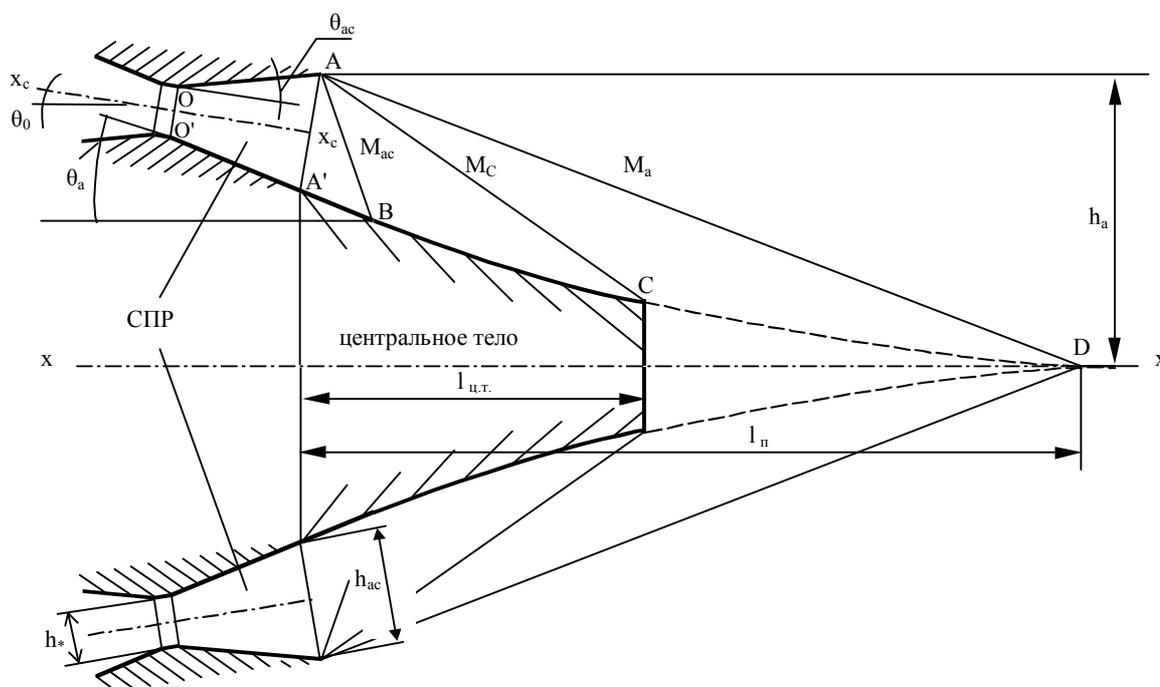


Рис. 2. Газодинамическая схема модели ЛС.

Таблица 1

Высота критического сечения, h_*	2,74 мм
------------------------------------	---------

Высота выходного сечения СПР, h_{ac}	7,7 мм
Высота выходного сечения модели, h_a	27,8 мм
ширина модели, s_a	84 мм
длина центрального тела, $l_{цт}$	43,8 мм
высота торца центрального тела, $h_{цт}$	5,3 мм
суммарная площадь критического сечения СПР	4,77 см ²
угол наклона СПР, θ_0	16°
угол раскрытия СПР, θ_{ac}	7,5°
Геометрическое число Маха на выходе СПР, $M_{ac}(\chi=1,4)$	2,57
Геометрическое число Маха на выходе модели, $M_a(\chi=1,4)$	3,94

Центральное тело профилировалось по формулам одномерного течения Прандтля-Майера для заданной величины расхода “холодного” воздуха ($T_{ox} = 300 \text{ К}$, $\chi = 1,4$) и автомодельного режима обтекания контура [2]. При этом принимается допущение о равномерности потока на выходе из щелевого сопла и постоянстве его параметров на прямолинейном участке профиля до характеристики АВ (M_{ac}). Полная длина центрального тела определяется замыкающей равномерной характеристикой AD (M_a) сектора разряжения BAD, а угол наклона контура A'B – разворотом потока от M_{ac} до M_a . Центральное тело усечено до 40% от полной длины. Для термодинамических параметров “горячего” газа ($\chi = 1,32$) геометрические одномерные числа Маха составляют соответственно $M_{ac} = 2,47$ и $M_a = 3,66$.

Для экспериментального определения величин конвективного теплового потока от горячего газа к стенке сопла был выбран калориметрический метод, основанный на измерении производной температуры теплоизолированных калориметров, заделанных в стенку сопла. На центральном теле установлено 22 цилиндрических медных калориметра диаметром 2,5 мм, для замера температуры соединенные с хромель-копелевыми термопарами с диаметром термоэлектродов 0,2 мм (рис.3а). Калориметры образуют две продольные А-А (к1-к6), В-В (к7-к12) и две поперечные Г-Г (к12, к13, к14, к15, к6, к16, к17, к18), Д-Д (к19-к22) линии препарирования, аналогичные линиям дренажных точек статического давления на центральном теле для дренажных испытаний. Калориметры теплоизолированы от корпуса центрального тела текстолитовыми втулками (рис.3б).

Для измерения тепловых потоков в сверхзвуковой части щелевого сопла использовался метод “тонкой стенки”. С этой целью на одном из щелевых сопел выполнен фрезерованный тонкостенный ($\delta=1,2$ мм) участок шириной 10 мм, на котором снаружи приварены точечной сваркой две хромель-копелевые термопары (т.1, т.2, рис.3в).

Для реализации данных методов тепловых измерений необходимо обеспечить быстрый выход камеры сгорания стенда на заданный режим работы. С этой целью был отработан так называемый “пушечный” запуск камеры, имеющий переходной процесс выхода на рабочий режим приблизительно 0,5 с. Измерения температуры калориметров $T_{ки}$ проводятся в течение 0,5-1 с после выхода на рабочий режим. Предварительный анализ показывает, что производная

температуры по толщине калориметра (δ_k) становится постоянной (с точностью 1%) для использованных калориметров за время меньше 0,1с ($Fo = a \tau / \delta_k^2$). Суммарное время каждого запуска не превышало 5 секунд.

Измерения теплового потока проводятся в условиях регулярного теплового режима [3] при числах $Bi = \alpha \delta_k / \lambda \ll 1$. Коэффициент теплоотдачи α определяется по формуле:

$$\alpha = \frac{cG}{F_k} \cdot \frac{d \ln(T_{0e} - T_k)}{d\tau} = \frac{cG}{F_k} \cdot \frac{\frac{dT_k}{d\tau}}{T_{0e} - T_k}, \quad (1)$$

где c – теплоемкость материала калориметра;

G – вес калориметра;

F_k – площадь поверхности калориметра, омываемой горячим газом;

T_k – температура калориметра;

T_{0e} – температура газа.

Точность измерения α определяется, в основном, точностью измерения производной температуры $dT_k/d\tau$, и составляет 15%.

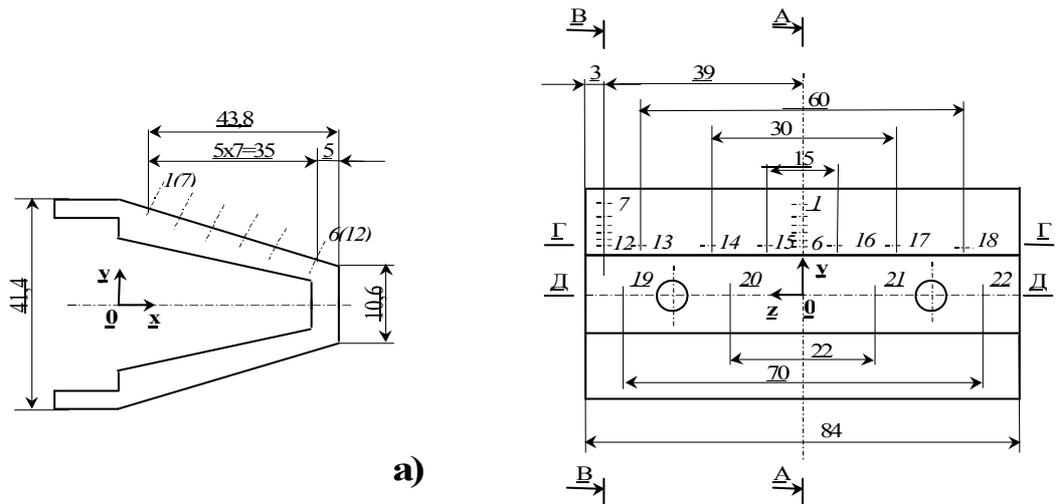
Тепловой поток от газа к стенке сопла q_w – определяется соответственно выражением:

$$q_w = \alpha (T_{0e} - T_k) \quad (2)$$

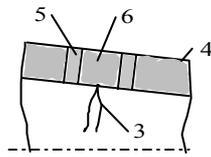
Условием применимости метода “тонкой стенки” является выполнение условия $dT_w/d\tau = \text{const}$ в направлении нормали к контуру щелевого сопла (по толщине δ , рис.3в). Для этого необходимо, чтобы характерная длина передачи тепла поперек стенки была больше толщины стенки, т.е. критерий $Bi = \alpha \delta / \lambda \ll 1$. Для данной модели с толщиной стенки $\delta = 1,2$ мм из нержавеющей стали ($\lambda = 16,3$ Вт/мК) при расчетной величине коэффициента теплоотдачи на стенке щелевого сопла $\alpha = 1,8 \cdot 10^3$ Вт/м² К ($T_w = 300$ К, $T_0 = 1000$ К) величина Bi составляет 0,14.

A-A (к. 1-6), B-B (к. 7-12)

Г-Г (к. 6, 12, 13-18), Д-Д (т. 19-22)

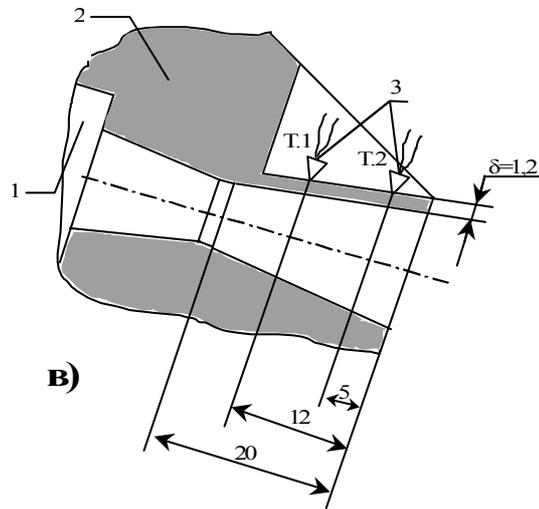


а)



б)

- 1 – ресивер модели
- 2 – щелевое сопло
- 3 – х-к термопара $\varnothing 0,2$ мм
- 4 – центральное тело
- 5 – текстолитовая втулка
- 6 – медный calorиметр $\varnothing 2,5 \times 2,5$ мм



в)

Рис. 3. Схема тепловых замеров модели.

Одним из основных параметров тепловых испытаний является полная температура в камере сгорания, определяемая в данных экспериментах как среднемассовая температура продуктов сгорания по формуле:

$$T_{\text{ср}} = \frac{\sum_{i=1}^n m_i T_i}{\sum_{i=1}^n m_i}, \quad (3)$$

где p_{0x} и T_{0x} – давление и температура холодного воздуха, подаваемого в камеру сгорания;
 \dot{m}_x - расход окислителя (воздуха);

\dot{m}_r - расход горючего (спирт + вода);

$\dot{m}_\Sigma = \dot{m}_x + \dot{m}_r$ - суммарный расход компонентов;

k_r – коэффициент, учитывающий свойство продуктов сгорания и определяемый из равновесного термодинамического расчета по соотношению $k_r = \sqrt{T_{0r}} / \beta$, где $\beta = p_0 \cdot F_* \cdot \mu / \dot{m}_\Sigma$ - расходный комплекс. Для “холодного” воздуха ($T_{0x} = 300$ К) аналогичный коэффициент равен $k_x = 0,4$.

Использование зависимости (3), эквивалентно использованию кривой $T_{0r} = f(\beta)$, полученной из термодинамических расчетов. Отметим, что использование температурной кривой расходного комплекса β предпочтительнее, чем использование температурной зависимости для коэффициента избытка окислителя, поскольку в последнем случае не учитываются потери в реальной камере сгорания. Для уточнения температуры газа перед щелевым соплом использовалась хромель-алюмелевая термопара, встроенная в ресивер модели (рис.1).

При проведении анализа тепловых испытаний необходимо наряду со среднемассовой температурой знать температуру газа на внешней границе пограничного слоя. Ввиду отсутствия экспериментальных данных по распределению температур в пограничном слое щелевого сопла для дальнейшего анализа принято, что полная температура на внешней границе пограничного слоя равна среднемассовой температуре, определяемой по формуле (3). Соответственно, равновесная температура газа T_{0e} , используемая при определении коэффициента теплоотдачи α определяется по формуле:

$$T_{0e} = \frac{1 + (r(\chi - 1)/2)M_w^2}{1 + ((\chi - 1)/2)M_w^2} \cdot T_{0r}, \quad (4)$$

где $\chi = 1,32$ – показатель адиабаты продуктов сгорания;

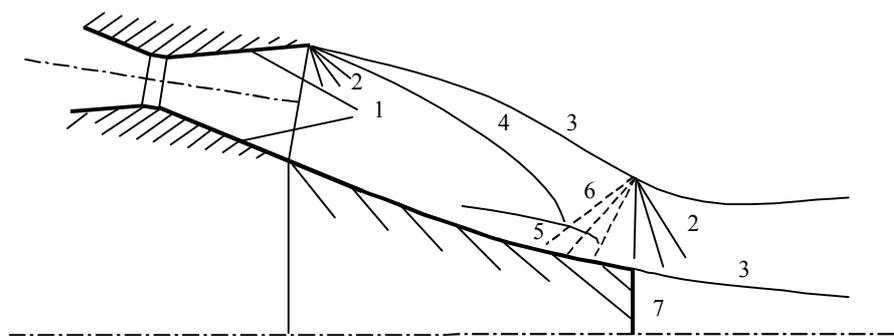
$r = 0,89$ – коэффициент восстановления;

M_w – число Маха на стенке сопла, определяемое расчетом или экспериментом.

Анализ результатов экспериментов.

Перед проведением тепловых экспериментов была выполнена серия дренажных испытаний на модели ЛС с дренированным центральным телом с целью уточнения картины течения на “горячих” режимах ($T_0 = 700 - 900$ К) и сравнения с полученными ранее экспериментальными данными на “холодном” воздухе ($T_0 = 300$ К) [2]. Из предварительного анализа известно, что максимальные тепловые потоки ожидаются в отрывных зонах на неавтомоделных режимах

обтекания центрального тела. Поэтому дренажные и тепловые испытания модели проводились на режимах перерасширения в сопле при $\bar{P}_0 = p_0/p_n = 15 - 30$ (p_n - атмосферное давление). В целом неавтономные режимы горячего и холодного сопловых потоков аналогичны и характеризуются наличием отрывных зон на контуре, возникающих в месте падения висячего кромочного скачка уплотнения на центральное тело. Схема неавтономного обтекания сопла дана на рис.4.



- | | |
|---------------------------|------------------------------|
| 1- внутренние скачки СПР, | 2- веер волн разрежения, |
| 3- граница струи, | 4- висячий кромочный скачок, |
| 5- зона отрыва, | 6- волны сжатия, |
| 7- донный след | |

Рис. 4. Схема течения на неавтономном режиме.

На графиках рис.5,6 представлены распределения статического давления по контуру центрального тела $\pi_w = p_{wi}/p_0$ - линии А-А и в донной области $\pi_d = p_d/p_0$ - усредненного по линии Д-Д, полученные в экспериментах на модели с боковыми пластинами для трех режимов \bar{P}_0 . Горизонтальными линиями показаны величины p_n/p_0 для каждого режима \bar{P}_0 - видно, что на первых двух режимах давление в отрывной зоне выше атмосферного.

Анализ, выполненный на основе расчета двумерного течения идеального газа [4], показывает, что вследствие уменьшения показателя изоэнтропы течения ($\chi = 1,32, T_0 = 1000 \text{ К}$), при тех же перепадах \bar{P}_0 горячий поток имеет меньшие числа Маха по сравнению с холодным ($\chi = 1,4, T_0 = 300 \text{ К}$). Вследствие этого скачки и волны сжатия в горячем течении имеют меньшую интенсивность и наклон относительно центрального тела и смещены вдоль контура ниже по потоку. В эксперименте вследствие незначительного отличия показателей изоэнтропы горячего и холодного потоков указанная выше особенность проявилась лишь на режиме $\bar{P}_0 = 17$ (рис. 5). Характер зависимости $\pi_d = \pi_d(\bar{P}_0)$ (рис. 6) также обусловлен прохождением висячего скачка через донную область с последующим ее замыканием и выходом на автономный режим $\pi_d(\bar{P}_0) = \text{const}$.

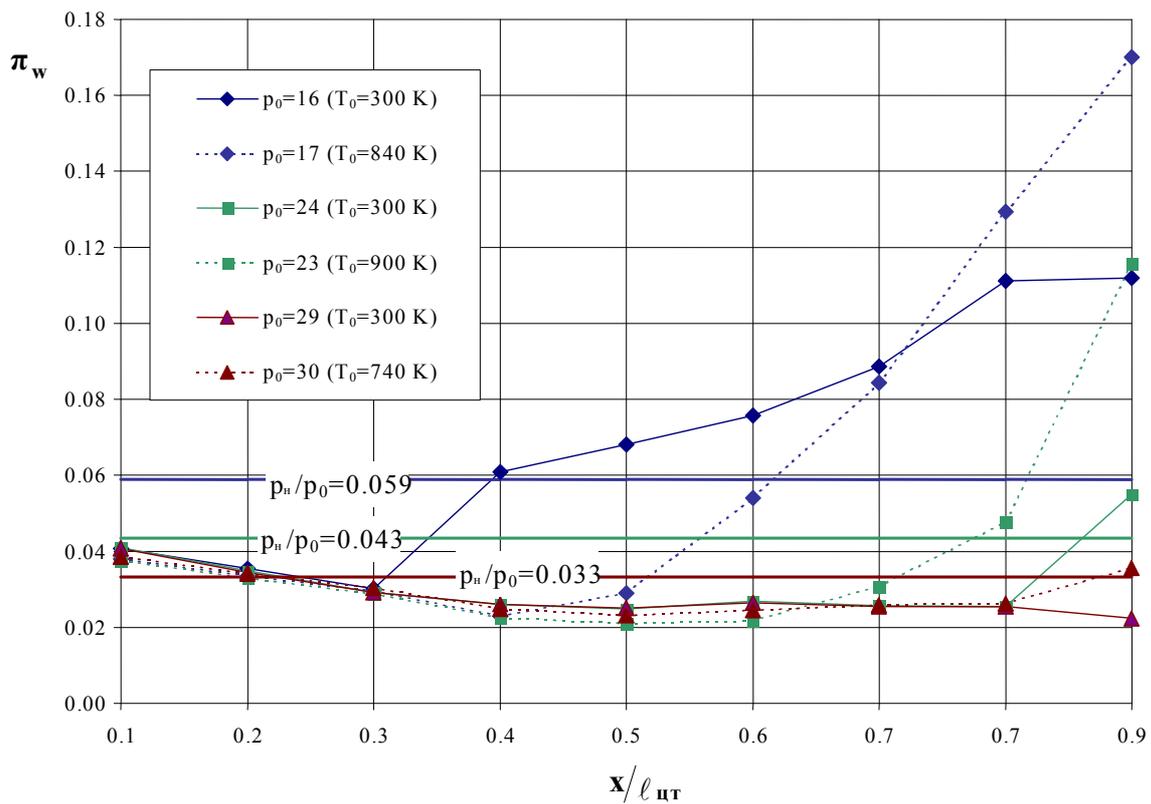


Рис. 5.

Распределение давления по контуру центрального тела (линия А-А).

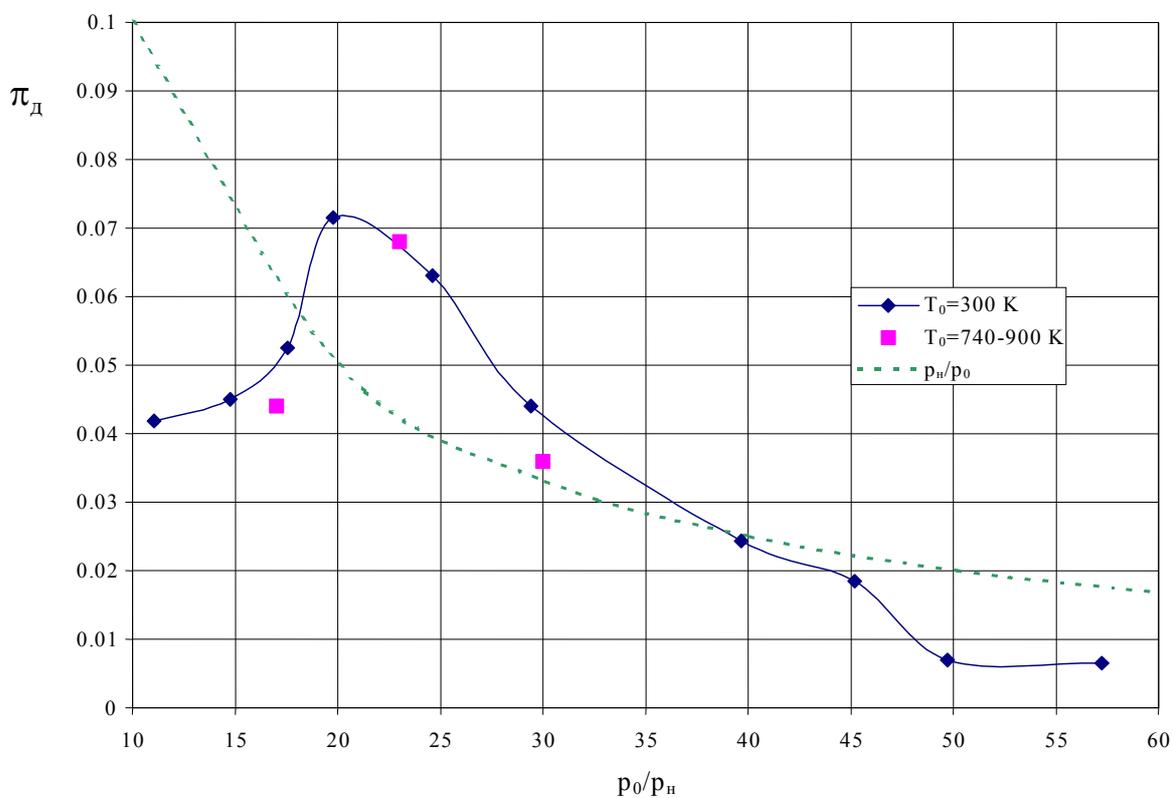


Рис. 6. Донное давление за торцем центрального тела.

В ходе тепловых экспериментов были получены распределения температур калориметров на центральном теле, а также температуры стенки щелевого сопла в заданные моменты времени на модели ЛС в двух компоновках: без боковых пластин – пространственное течение; с двумя боковыми пластинами – плоское течение около центрального тела “бесконечной ширины”.

Полученные данные в виде распределений конвективных тепловых потоков q_w в продольном (линии А-А, В-В) и поперечном (линии Г-Г, Д-Д) направлениях контура приведены на графиках рис.7-10. Величины q_w рассчитывались по изложенной выше методике с использованием измеренных температур калориметров и их веса. Приведенные величины q_w соответствуют максимальным значениям тепловых потоков – пиковым значениям производных температур калориметров $dT_k/d\tau$. Для расчета коэффициента теплоотдачи в условиях плоского течения на центральном теле можно воспользоваться зависимостью:

$$\alpha = q_w \cdot (T_{0e} - T_w) \quad (5)$$

Измеренное распределение температур стенки T_w , соответствующее максимуму производной $dT_k/d\tau$, также приведено на рис.7. Величину T_{0e} можно определить по формуле (4). На автомоделном режиме течения используемое в формуле (4) распределение чисел Маха вдоль контура $M_w(x)$ известно из расчета или эксперимента (по экспериментальным величинам относительного давления $\pi_w(x)$). На нерасчетных (отрывных) режимах течения определение величин M_w в отрывной зоне затруднительно (необходимо учитывать потери полного давления в скачках), поэтому в первом приближении для величины T_{0e} в формуле (5) можно принять $T_{0e} = T_0$.

Распределение тепловых потоков, так же как и распределение статических давлений, определяется характером струйного соплового течения на центральном теле. На рис.7 приведено распределение $q_w(x)$ вдоль средней линии контура (А-А) для случая плоского течения на модели с боковыми пластинами. На отрывных режимах течения ($\bar{P}_0 < 30$) в зоне отрыва наблюдается значительный рост тепловых потоков, повторяющий рост статического давления (рис.5). Аналогичная картина интенсификации теплоотдачи в отрывной зоне наблюдалась в тепловых экспериментах на кольцевом сопле с полным внешним расширением [5]. В таблице 2 приведены сравнительные данные максимального коэффициента теплоотдачи в отрывной зоне. Рост теплоотдачи обусловлен, по-видимому, замыканием зоны отрыва с образованием внутри нее вихревого течения, интенсифицирующего процесс теплообмена. Образование отрывной зоны вызвано, как отмечалось ранее, падением висячего струйного скачка на центральное тело. Висячий скачок вызывает отрыв пограничного слоя выше по потоку от места своего падения ввиду небольшой величины градиента чисел Маха dM_w/dx по стенке сопла в этой зоне. Кроме того, падающий скачок замыкает отрывную зону, т.к. в противном случае наблюдалось бы перетекание горячего газа в донную область центрального тела, где давление ниже. На режиме, близком к

автомодельному ($\bar{p}_0 = 31$), характер распределения $q_w(x)$ в целом аналогичен зависимости $\pi_w(x)$ – тепловые потоки убывают в направлении торца центрального тела.

Таблица 2

модель	M_a	\bar{p}_0	χ	T_w/T_0	$Re_{w0} = \frac{W_{max} \rho_0 L_c}{\mu_w}$	α_{max} , к ВТ/м ² К
ЛС	3,6	17	1,32	0,51	$4,4 \cdot 10^7$	2,8
Кольцевое сопло [5]	3,7	14	1,4	0,6	$5,1 \cdot 10^7$	3,2

Число Рейнольдса Re_{w0} рассчитывается по скорости истечения газа в вакуум W_{max} , полной длине сопла L_c и динамической вязкости газа μ_w при температуре стенки.

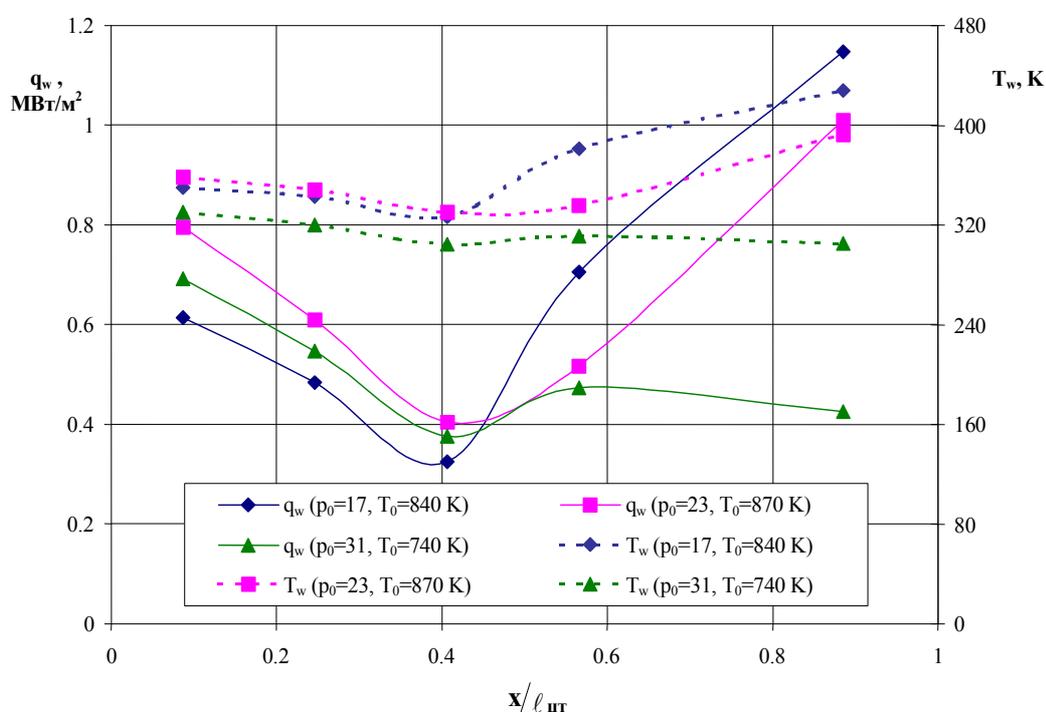


Рис. 7. Распределение тепловых потоков и температур по контуру (линия А-А).

На рис.8 представлены распределения тепловых потоков в периферийной зоне центрального тела (линия В-В). Вблизи боковых пластин уровень тепловых потоков в среднем на 20-30% ниже, чем в центре плоской струи (линия А-А, рис.7). На модели без боковых пластин при пространственном течении в периферийной зоне характер распределения $q_w(x)$ изменяется: при малых перепадах ($\bar{p}_0 = 17$) тепловой поток существенно падает, что связано с проникновением внешнего атмосферного давления в эту зону за счет поперечного поджатия струи; при больших перепадах тепловые потоки в отрывной зоне растут.

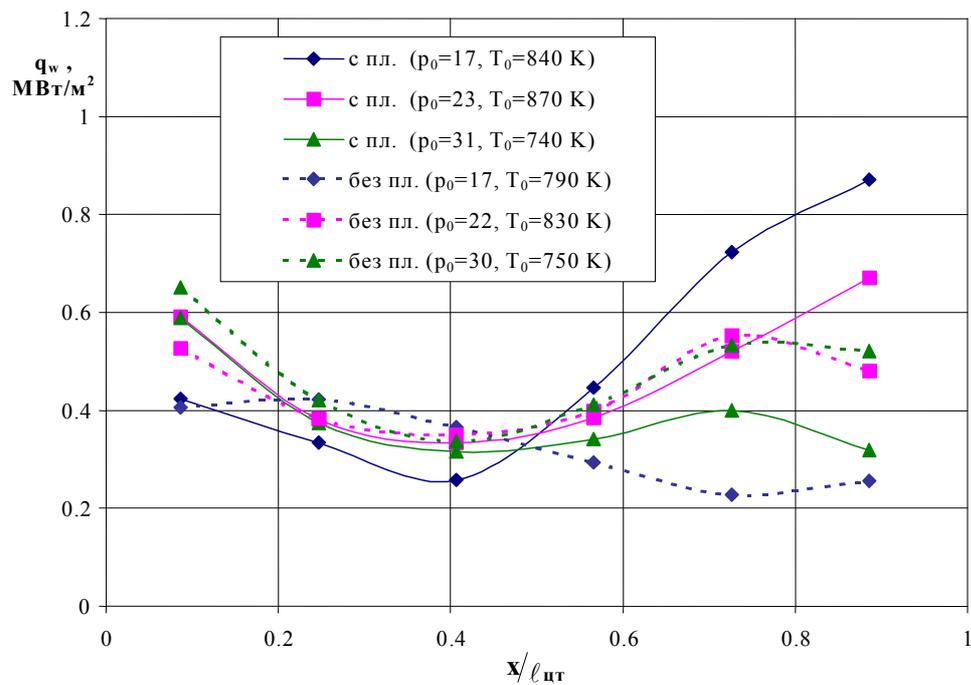


Рис. 8. Распределение тепловых потоков по контуру (линия В-В).

Поперечное распределение тепловых потоков $q_w(z)$ вблизи торцевой кромки центрального тела (линия Г-Г) представлено на рис.9. В центральной зоне течения ($\bar{z} = 0$) тепловые потоки выше, чем на периферии ($\bar{z} = -0,5; 0,5$), причем уровень $q_w(\bar{z} = 0)$ для каждого режима \bar{P}_0 почти не зависит от течения на периферии (влияния боковых пластин).

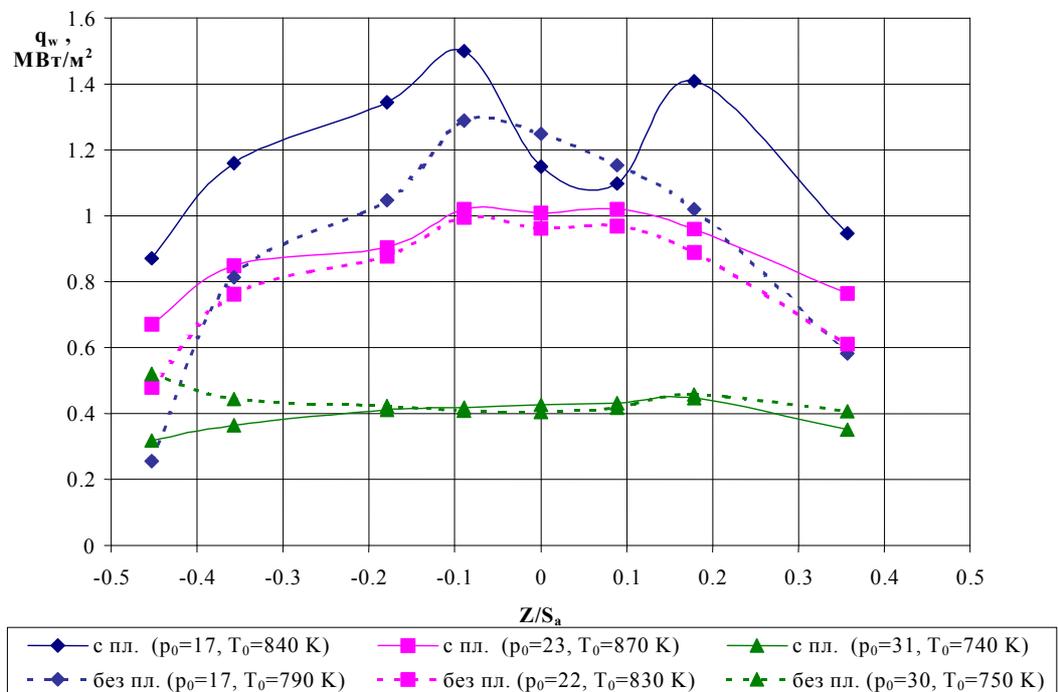


Рис. 9. Распределение тепловых потоков по контуру (линия Г-Г).

В донной области центрального тела отсутствует непосредственное воздействие горячего соплового потока на стенку сопла (торцевую поверхность), что ведет к значительному снижению

уровня тепловых потоков (рис.10). Характер зависимости q_w в донной области от величины перепада \bar{P}_0 определяется двумя основными факторами:

а) приходом в донную область кромочного висячего скачка – максимум давлений и тепловых потоков при $\bar{P}_0 \approx 20$ (рис. 6,10);

б) возвратным течением в направлении торца центрального тела при смыкании струй из щелевых сопел ($\bar{P}_0 \approx 30$), в результате чего интенсифицируется теплообмен на торцевой поверхности и уровень тепловых потоков достигает 75 % от величины потоков на обтекаемой поверхности вблизи торцевой кромки (линия Г-Г, рис.9).

В работе [6] приведены экспериментальные величины конвективных тепловых потоков в донной области центрального тела ЛС, полученные на масштабной модели X-33 (2,25%, $s_a \approx 50$ мм). На режимах перерасширения $\bar{P}_0 = 50$ величины q_w составили 1,5 МВт/м² ($\bar{z} = 0,05$) и 0,5 МВт/м² ($\bar{z} = 0,4$), а на автотельном “высотном” режиме $\bar{P}_0 \approx 1700$ — соответственно 0,275 (0,26)¹ и 0,17 (0,24) МВт/м². Величины тепловых потоков “высотного” режима близки к значениям, полученным для режима $\bar{P}_0 = 31$ (рис. 10).

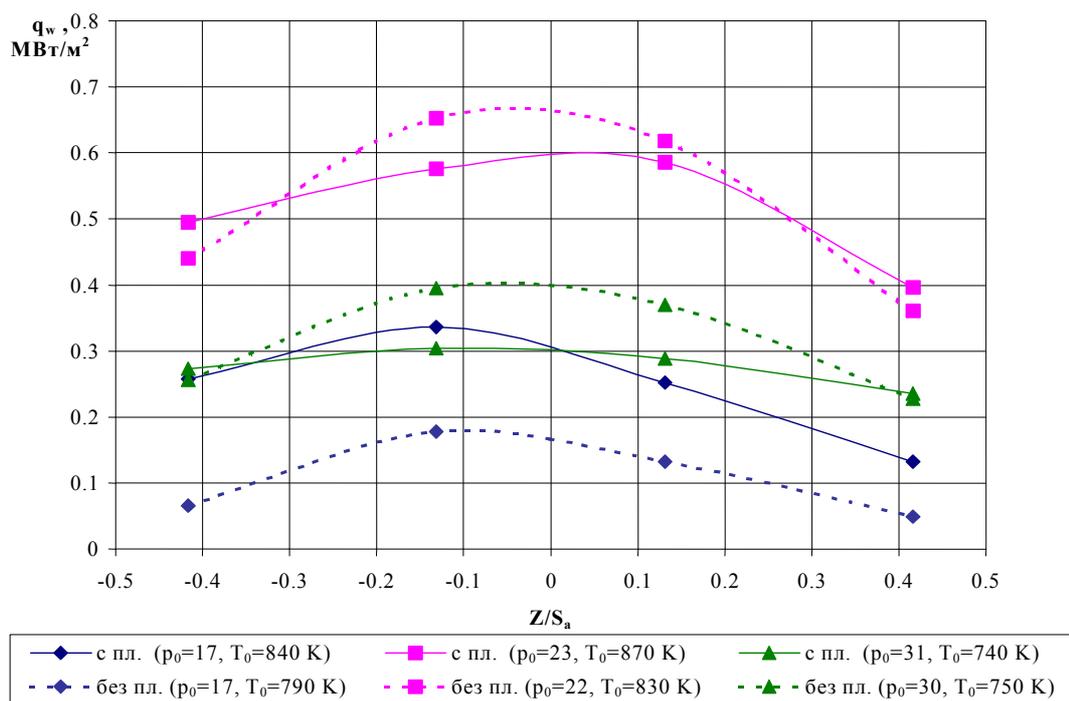


Рис. 10. Распределение тепловых потоков на донном торце (линия Д-Д).

В таблице 3 приведены экспериментальные величины тепловых потоков и температуры стенки в сверхзвуковой части щелевого сопла (термопары 1 и 2 на рис.3в; \bar{x} - продольная координата от критического сечения, отнесенная к длине сверхзвуковой части). Из сравнения полученных данных с параметрами теплового состояния начального участка ($\bar{x} = 0,4$) центрального тела (рис.7) следует, что измеренные величины тепловых потоков на выходе из

¹ В скобках приведены величины для случая модели с боковыми пластинами.

щелевого сопла ($\bar{x} = 0,75$) занижены, в то время как величины температур стенки щели и тела согласуются между собой.

Заметное расхождение величин тепловых потоков в щелевом сопле и на центральном теле обусловлено погрешностью измерения методом “тонкой стенки”, основным критерием

применимости которого является условие $Bi = \frac{q_w \delta}{\lambda (T_0 - T_w)} \ll 1$. С учетом измеренных величин q_w

и T_w числа Bi составили 0,09-0,13. Дополнительная погрешность обусловлена, по-видимому, и конструктивными особенностями модели – довольно узким (шириной 10 мм) участком “тонкой стенки” на щелевом сопле, что ведет к оттоку тепла от быстронагреваемой тонкой стенки к еще холодной стенке толстостенного (шириной 90 мм) участка щелевого сопла.

Таблица 3

\bar{P}_0	$T_0,$ К	$\bar{x} = 0,4$			$\bar{x} = 0,75$		
		$q_w,$ МВт/м ²	$T_w,$ К	Bi	$q_w,$ МВт/м ²	$T_w,$ К	Bi
17	840	0,61	430	0,109	0,517	407	0,09
23	870	0,768	433	0,126	0,664	404	0,105
31	740	0,746	401	0,162	0,644	375	0,13

Заключение.

По результатам проведенного модельного исследования получены экспериментальные распределения конвективных тепловых потоков на обтекаемой горячим газом поверхности центрального тела линейного сопла внешнего расширения при различных режимах его работы. Установлено, что в области отрывного течения на центральном теле наблюдаются максимальные величины тепловых потоков. При автомодельном режиме течения тепловые потоки монотонно уменьшаются вдоль обтекаемого контура тела.

Сравнение газодинамических параметров модельного линейного сопла, полученных при использовании в качестве рабочего тела холодного воздуха и горячих продуктов сгорания, показало, что, вследствие влияния уменьшения показателя изэнтропы течения, при одних и тех же перепадах давления на сопле горячий сопловой поток имеет меньшие числа Маха. Это, в свою

очередь, снижает интенсивность скачков и волн сжатия потока, а также угол их падения на контур центрального тела, в результате зона отрывного течения смещается вниз по потоку.

Полученные распределения тепловых потоков позволяют провести оценочные расчеты параметров тепловой защиты и регенеративного охлаждения ЛЖРД.

Список литературы.

1. Климов В.В. Перспективные линейные двигательные установки для многоразовых одноступенчатых воздушно-космических аппаратов./ Э-И ВИНТИ, Сер. Астронавтика и ракетодинамика. – 2001, №6 . – 25 с.
2. Dumnov G., Klimov V., Ponomarev N. Investigation of linear plug layouts of rocket engines for reusable launch vehicles. – AIAA Paper 2000-3288. – 8 с.
3. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике./ Под ред. В.К. Кошкина. –М.: Машиностроение, 1975. – 624с.
4. Пономарев Н.Б. Программный комплекс для расчета двумерного поля течения идеального газа в соплах – PEGAS./ ГосФАП, инв.№ R00030, 1985.
5. Глебов Г.А. Течение и теплообмен в соплах внешнего расширения. – Казань: КАИ, 1978. –72 с.
6. Wang T.-S. Effect of fence on linear aerospike plume-induced base-heating physics. // Journal of Thermophysics and Heat Transfer. –2000, v. 14, №4. – pp. 457-463.

Сведения об авторе.

Климов Василий Владимирович, инженер КБ им. Мясищева, соискатель ученой степени к.ф-м.н. кафедры проектирования аэрогидрокосмических систем Московского авиационного института (государственного технического университета).

E-mail: Vass_Klimov@rambler.ru