

ИССЛЕДОВАНИЕ НА МОДЕЛИ ОБТЕКАНИЯ КОСМИЧЕСКОГО КОРАБЛЯ «СОЮЗ» РЕАКТИВНЫМИ СТРУЯМИ УПРАВЛЯЮЩИХ ДВИГАТЕЛЕЙ КОРАБЛЯ «АПОЛЛОН»

В. М. АНТОХИН, Ю. П. БАЛАШОВ, Ю. И. ГЕРАСИМОВ,
А. И. ДОЛГОЛЕНКО, В. А. ЖОХОВ, Л. Л. ЗВОРЫКИН,
Н. Ф. КУЗНЕЦОВА, Ф. А. КУКАНОВ, Л. А. ПЛЕШАКОВА,
Б. П. ПЛОТНИКОВ, А. Г. РЕШЕТИН, А. Л. СТАСЕНКО,
А. А. ХОМУТСКИЙ

(Москва)

В связи с разработкой проектов космических кораблей «Союз» и «Аполлон» для совместного полета по программе ЭПАС был проведен предварительный анализ теплового и силового воздействия струй двигателей реактивной системы управления кораблем «Аполлон» на корабль «Союз». Было показано, что при обтекании струями служебного, командного и стыковочного модулей корабля «Аполлон» образуются скачки уплотнения, пересекающие при стыковке кораблей антенны радиосвязи, солнечные батареи и другие элементы конструкции корабля «Союз». Программой полета была предусмотрена возможность одновременной работы четырех двигателей системы управления. В этом случае струи взаимодействуют между собой, что приводит к образованию сложного пространственного течения. В зонах взаимодействия скачков уплотнения с элементами конструкции корабля «Союз» резко возрастают локальные конвективные тепловые потоки, значительные по величине, поскольку температура и давление в камерах сгорания двигателей корабля «Аполлон» соответственно $\sim 3000^\circ \text{K}$ и $7 \cdot 10^5 \text{ Па}$. Необходимость обеспечения надежной работы всех устройств корабля «Союз», расположенных в зоне воздействия струй, потребовала проведения экспериментальных исследований по определению тепловых потоков в конструкции и давлений на поверхности корабля, причем особое внимание следовало обратить на моделирование явления.

Необходимо отметить, что результаты аналогичных исследований, проведенных ранее американской стороной в связи с реализацией программы пилотируемых полетов на Луну, не могли быть использованы из-за отличия геометрии корабля «Союз» и вновь разработанного по проекту ЭПАС стыковочного модуля от геометрии лунного модуля корабля «Аполлон».

1. Анализ общего случая истечения струи из геометрически подобных тел, проведенный, например, в [1, 2], позволил сформулировать условия подобия и при истечении струи в вакуум. Было показано, что при равенстве критериев

$$(1.1) \quad \kappa_a, M_a, Re_a, Pr$$

безразмерные переменные

$$u^\circ = u/u_a, \quad p^\circ = p/p_{0a}, \quad \rho^\circ = \rho/(p_{0a}/u_a^2)$$

(u — скорость, p — давление, ρ — плотность, первый индекс 0 обозначает параметр адиабатически заторможенного потока, индекс a — параметр на срезе сопла) будут одинаковы в сходственных сечениях.

Характерная особенность сильно недорасширенной струи ($n = p_a/p_n \gg 1$, p_n — давление в окружающей среде) состоит в большом наклоне к оси течения границы струи в начальной точке на кромке сопла (фиг. 1). Величи-

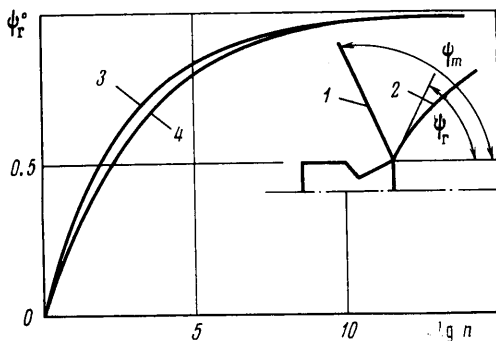
на угла ψ_r , образованного касательной к контуру струи в указанной точке и ее осью, определяет форму всей границы (см., например, [3]). С увеличением n значение угла ψ_r асимптотически стремится к своей предельной величине ψ_m , соответствующей истечению в вакуум. Так, при $n=10^7$ угол $\psi_r^\circ=0.9$ ($\psi_r^\circ=\psi_r/\psi_m$). На фиг. 1 линия 1 обозначает границу струи при $p_H=0$, линия 2 — границу при $p_H>0$, линия 3 соответствует $M_a=1$, линия 4 — $M_a=6$. Степень нерасчетности струй управляющих двигателей корабля «Аполлон» $\sim 10^7$ (высота полета $H=200$ км, давление в камере сгорания $p_0=6.85 \cdot 10^5$ Па, средний показатель политропы расширения в сопле был принят равным 1.3, соответствующее ему число Маха $M_a=4.75$, число $Re_a=10^6$). Величина угла ψ_r на модели, как указано ниже, отличается от натурального значения всего на 10%. Таким образом, с большой степенью достоверности можно было полагать, что течение в струях системы управления кораблем «Аполлон» и модели относится к случаю истечения в вакуум, и анализ подобия этих течений необходимо проводить на основе критериев (1.1).

2. Параметры экспериментальной установки соответствовали перечисленным выше требованиям: минимальное остаточное давление в барокамере 0.05 Па ($\sim 4 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.), давление в форкамере до $25 \cdot 10^5$ Па, температура газа в форкамере — до 570° К. Объем барокамеры 3 м³. При $M_a=4.75$ и $\kappa=1.4$ (рабочее тело — азот) степень нерасчетности модельной струи $p_a/p_H \approx 10^5$, а отличие модельного и натурального значений углов ψ_r составило 8–10% (фиг. 1).

Фактическое число M_a в различных соплах модели изменялось от 4.72 до 4.74. Число Rg , определяемое физическими свойствами продуктов сгорания топлива, заранее не было известно, однако, для различных газов оно отличается незначительно и слабо зависит от температуры. Поэтому предполагалось, что $Rg=idem$. Число Re_a модели $1.1 \cdot 10^6$. Таким образом, необходимые условия гидродинамического подобия в поставленном модельном эксперименте были выполнены.

Установка (фиг. 2) состояла из электрического подогревателя 1 с предохранительным клапаном 7, форкамеры 2, системы клапанов 3–5 для управления подачей газа в байпасную линию 6 или в установленную в барокамере 8 модель 9. Клапан 4 отсекал напуск газа в форкамеру, клапан 5 управлял сбросом газа из форкамеры в атмосферу. Для контроля за параметрами газа служили термопары 11 (запись сигнала на электронном осциллографе С1-19Б), 12 (запись на потенциометре ЭПП-09), манометр 14, датчик давления 16. Температура стенки подогревателя контролировалась термопарой 13.

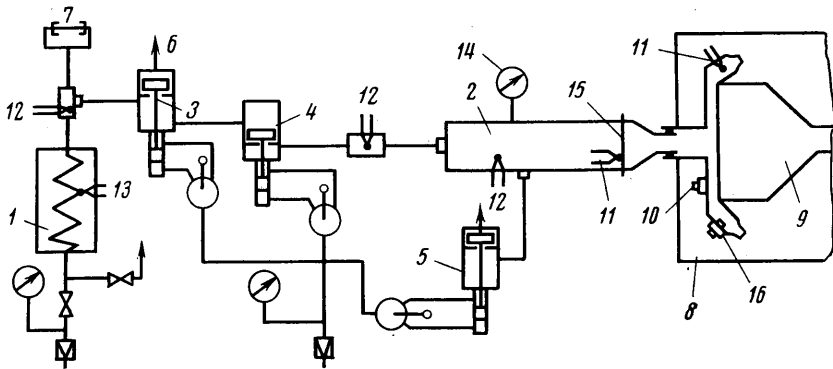
Запуск измерительной аппаратуры был синхронизирован во времени с началом подачи рабочего газа в модель. Вблизи сопла модели был установлен пьезоэлектрический датчик давления 10, генерирующий сигнал при прохождении мимо него ударной волны, образующейся после разрыва диафрагмы 15. Сигнал открывал цепь поджига импульсной лампы ИФК-120, использовавшейся в качестве осветителя в светолучевом осциллографе. Блок синхронизации работал стабильно, был не чувствителен к



Фиг. 1

колебаниям температуры корпуса форкамеры, срабатывал с запаздыванием менее 0,5 мсек.

Измерительный комплекс состоял из двух автономных частей. В систему измерения давления входили стандартные преобразователи давления индуктивного и ионизационного типов, усилительная аппаратура на несущей частоте 4АНЧ-15М, светолучевые (типа К20-22) и электронные (типа С1-19Б) осциллографы. Индуктивные датчики ДМИ охватывали давления от 10^3 до $30 \cdot 10^5$ Па. Ионизационные датчики МИ-10М предназначались для измерений от $1,3 \cdot 10^{-3}$ до 133 Па. Подробное описание конструк-



Фиг. 2

ции преобразователей приведено в работах [4, 5]. К той же системе подключались термопарные датчики 11 (фиг. 2) температуры газа в форкамере и перед соплами модели (диаметр электродов 0,05 мм), сигналы с которых без предварительного усиления регистрировались электронными осциллографами.

Перед очередным циклом экспериментов производилась статическая градуировка датчиков давления с использованием образцовых манометров класса 0,5. Суммарная погрешность измерений ионизационными датчиками составляла $\pm 20\%$, индуктивными — от ± 5 до $\pm 15\%$ в зависимости от относительной величины измеряемого давления.

Система измерения тепловых потоков состояла из термопарных датчиков, входного преобразователя постоянного тока в переменный, усилителя 4АНЧ-15М, RC-фильтров и светолучевых осциллографов Н-115. Число измерительных каналов 16. Термопарный датчик представлял собой колпачок из нихрома диаметром 2 мм, отштампованный из фольги толщиной 0,03 мм, к которому приваривался другой электрод термопары диаметром 0,08 мм (материал — копель). Ввиду малой продолжительности эксперимента рассеянием тепла в направлении, параллельном поверхности датчика, омываемой газом, можно было пренебречь. Тогда процесс теплоотдачи от газа к заданной точке модели локализуется в области спая термопары и тепловой поток определяется теплоемкостью чувствительного элемента преобразователя и скоростью нагрева его внутренней поверхности

$$q = c\rho\delta K_a K_T \frac{dA}{d\tau}$$

где c , ρ , δ — удельная теплоемкость, плотность и толщина теплопоглощающего элемента, K_a — коэффициент чувствительности аппаратуры, K_T — коэффициент термо-э.д.с., A — отклонение луча гальванометра, пропорциональное температуре, τ — время.

Аппаратура обладала инерционностью 0,5 мсек и пороговой чувствительностью 1 мкв/мм осц, что позволило регистрировать минимальные тепловые потоки порядка 0,01 вт/см². По данным многочисленных испытаний на аналогичных моделях погрешность измерения тепловых потоков не превышала $\pm 5\%$.

Модель была выполнена в масштабе 1:15 и состояла из двух частей. Модель А имитировала часть служебного модуля с двигателями управления, командный и стыковочный модули корабля «Аполлон». Модель С имитировала спускаемый аппарат, орбитальный и приборно-агрегатный модули корабля «Союз». Модель А устанавливалась в барокамере на кронштейне и имела подвижное герметичное соединение с форкамерой. Газ истекал через конические сопла с номинальными параметрами: диаметр критического сечения 2,1 мм, угол наклона образующей в выходном сечении 10°, расчетное число Маха $M_a=4.75$. Фактические размеры сопел были таковы, что M_a изменялось от 4,72 до 4,74. Модель С крепилась к координатнику. Ее перемещением в ряд дискретных положений относительно модели А имитировался процесс стыковки кораблей.

Модель С была препарирована 29 датчиками теплового потока и двумя датчиками давления. Для исследования структуры струи применялись гребенки с приемниками полного давления (10 точек) и теплового потока (16 точек).

3. При истечении в сильно разреженное пространство струя проходит все режимы (от сплошного до свободномолекулярного). Переход к бесстолкновительному течению приводит к «замораживанию» температуры потока и числа Маха и, естественно, делает необоснованным дальнейшее использование при расчетах модели сплошной среды. В работах [8, 7] на основе модификации элементарной кинетической теории (при помощи понятия анизотропной длины пробега) был предложен простой метод для оценки «границы» сплошной среды и анизотропных свойств течения, инвариантный по отношению к геометрии потока.

Метод анизотропной длины пробега был использован при исследовании свойств струи управляющего двигателя корабля «Аполлон» и границы сплошного течения в этой струе. Для простоты распределение плотности газа в струе описывалось полуэмпирической формулой [8]

$$(3.1) \quad \rho/\rho_a = 0.5\gamma \cos^2 \psi / (R/r_a)^2, \quad \gamma = \kappa(\kappa - 1)M_a^2$$

где ρ и ρ_a — плотность газа в точке струи с полярными координатами R , ψ и на срезе сопла соответственно, r_a — радиус среза сопла. «Граница» сплошной среды и линии равной анизотропии $\Omega \sim (l_+/l_- - 1)$ рассчитывались по формулам

$$(3.2) \quad (R_+/r_a)^{1+\kappa} = \frac{2r_a}{l_0} \left(\frac{\kappa - 1}{\pi\kappa} \right)^{0.5} \left(0.5\gamma \frac{\rho_a}{\rho_0} \cos^2 \psi \right)^{1+\kappa/2}$$

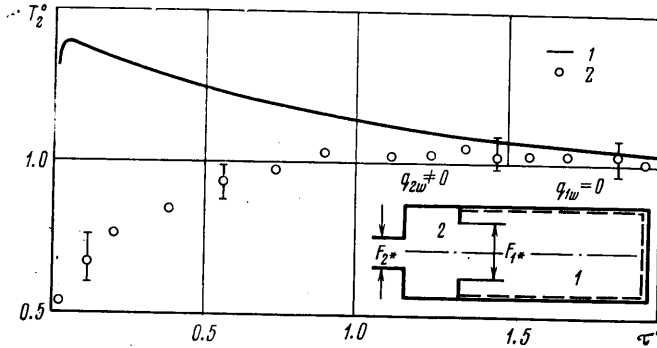
$$(R_a/r_a)^{1+\kappa} = \frac{4\Omega r_a}{l_0\beta} \left(\frac{\kappa - 1}{\pi\kappa} \right)^{0.5} (0.5\gamma \cos^2 \psi)^{1+\kappa/2}$$

$$K = \beta(\kappa - 1), \quad \beta = 2(1 - \omega)$$

Здесь ω — показатель степени в зависимости вязкости газа от температуры, l_0 , ρ_0 — длина свободного пробега и плотность перед соплом, l_+ , l_- — максимальная и минимальная длины свободного пробега. Расчет проводился при следующих значениях параметров: $\kappa=1.4$, $M_a=4.75$, $\omega=0.6$, $l_0/r_a=2/7 \cdot 10^{-5}$, $r_a=0.07$ м. Входящее в формулу (3.2) отношение ρ_a/ρ_0 было рассчитано по адиабате для газа с показателем $\kappa=1.3$ (принятое среднее значение отношения теплоемкостей в сопле двигателя). Расчеты показали, что на оси струи бесстолкновительное течение начинается при

$R_T \sim 50$ м, но анизотропия становится заметной ($\Omega \sim 0.1$) уже на расстоянии ~ 18 м.

4. Для сопоставления результатов эксперимента с расчетными величинами тепловых потоков к модели, а также для последующего пересчета результатов модельных испытаний на натурные условия необходимо правильно определять температуру торможения газа в модели. Особенность конструкции экспериментальной установки и модели состояла в том, что между диафрагмой, герметизирующей форкамеру, и соплами модели обра-



Фиг. 3

зовывался некоторый объем. При его заполнении газом высокого давления после разрыва диафрагмы совершалась работа проталкивания, аналогичная той, что происходит при разгерметизации вакуумной камеры [9]. В результате температура торможения истекающего из модели газа становилась выше температуры газа в форкамере.

Ввиду малой продолжительности выхода на режим стационарного истечения газа (менее 1 мсек) термопарные датчики, по-видимому, не могли быть использованы для определения максимальной температуры перегрева. В настоящей работе для этой цели служила изложенная ниже расчетная методика, а измерения температуры на установившемся режиме с помощью изготовленных термопар (диаметр электродов 0.05 мм) служили для контроля расчетов.

Была принята следующая схема процесса. Форкамера разделена на два отсека — высокого 1 и низкого 2 давлений (фиг. 3). Отсек 1 герметизирован диафрагмой, закрывающей отверстие сечением F_{1*} , отсек 2 через отверстие F_{2*} (суммарная площадь критических сечений сопел) сообщается с окружающей средой с низким давлением. Начальные параметры газа в отсеках: p_{01} , T_{01} , ρ_{01} и p_{02} , T_{02} , ρ_{02} (первый индекс соответствует $\tau=0$, второй — номеру отсека), объемы отсеков — V_1 и V_2 . При $\tau=0$ герметизирующая диафрагма мгновенно разрывается, начинается наполнение отсека 2 с одновременным истечением газа через F_{2*} . Требуется определить изменение всех параметров газа во времени.

Принимались следующие допущения: процессы истечения газа квазистационарные; поля физических параметров в отсеках однородные; кинетическая энергия газа мала по сравнению с его энтальпией; стенка отсека 1 теплоизолирована, в отсеке 2 происходит теплоотдача от газа. Из уравнений сохранения массы и энергии, а также уравнения состояния [9] была получена следующая система уравнений, определяющих параметры газа:

$$(4.1) \quad \frac{dp_1^\circ}{d\tau^\circ} = -\kappa B (p_1^\circ)^{1+m} q(\lambda_1)$$

$$\frac{d\Pi}{d\tau^\circ} = \kappa B \left\{ (p_1^\circ)^m \left[q(\lambda_1)(V+\Pi) - \frac{V}{F} \Pi \sqrt{\Theta} \right] + \left(\frac{F_w V}{F} \right)^3 \frac{T_w^\circ - T_2^\circ}{F(4L_1)^2 \sqrt{T_2^\circ}} \Pi \text{St} \right\}$$

$$\frac{d\Theta}{d\tau^\circ} = B\Theta \left\{ (\kappa-1)(p_1^\circ)^m \left[\left(\frac{\kappa-\Theta}{\kappa-1} \frac{V}{\Pi} + 1 \right) q(\lambda_1) - \frac{V}{F} \sqrt{\Theta} \right] + \kappa \left(\frac{F_w V}{F} \right)^3 \frac{T_w^\circ - T_2^\circ}{F(4L_1)^2 \sqrt{T_2^\circ}} \text{St} \right\}$$

$$m = (\kappa-1)/(2\kappa)$$

$$\Pi = \frac{p_2}{p_1}, \quad \Theta = \frac{T_2}{T_1}, \quad V = \frac{V_1}{V_2}, \quad F = \frac{F_1}{F_2}$$

$$F_w = \frac{F_{2w}}{F_2}, \quad B = \left[\frac{2}{(\kappa+1)} \right]^{0,5k}, \quad k = \frac{\kappa+1}{\kappa-1}$$

Здесь $q(\lambda_1)$ — приведенный расход газа через F_1 , F_{2w} — поверхность теплообмена в отсеке 2, L_1 — отношение длины цилиндрической форкамеры высокого давления к ее диаметру, St — число Стантона. В уравнениях (4.1) и далее давление отнесено к p_{01} , температура — к T_{01} , время — к $V_1/(F_1 a_{01})$ (a_{01} — начальная скорость звука в отсеке 1). Величина

$$q(\lambda_1) = 1 \quad \text{при} \quad \Pi \leq \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{0,5(1+k)}$$

$$q(\lambda_1) = \left(\frac{2}{\kappa-1} \right)^{0,5} \Pi^s (1-\Pi^{2m})^{0,5} B^{-1}$$

$$\text{при} \quad \Pi > \left(\frac{2}{\kappa+1} \right)^{0,5(1+k)}, \quad s = \kappa^{-1}$$

Поскольку форма внутренней полости модели аппроксимировалась цилиндром (отсек 2), число Стантона рассчитывалось в зависимости от режима течения по формулам $\text{St} = 8/\text{Re}$ ($\text{Re} \leq 2300$) и $\text{St} = 0.0396 \text{Re}^{-1/4}$ ($\text{Re} > 2300$) [10]. Для определения температуры стенки методом сеток решалась задача о нестационарной теплопроводности цилиндра бесконечной длины, нагреваемого протекающим внутри него газом [11, 12]. Система (4.1) интегрировалась при следующих начальных условиях: $p_1^\circ = 1$, $\Pi(0) = \Pi_0$, $\Theta(0) = \Theta_0$ при $\tau^\circ = 0$. Остальные параметры газа связаны с p_1° , Π и Θ соотношениями

$$T_1^\circ = (p_1^\circ)^{2m}, \quad \rho_1^\circ = (p_1^\circ)^s, \quad p_2^\circ = \Pi p_1^\circ$$

$$T_2^\circ = \Theta T_1^\circ, \quad \rho_2^\circ = p_2^\circ / T_2^\circ$$

Пример расчета, соответствующий условиям эксперимента, приведен на фиг. 3 (1 — расчет, 2 — эксперимент, $V=128$, $F_w=1805$, $F=157$, $\kappa=1.4$). Различие расчетных и экспериментальных результатов при $\tau^\circ < 1.5$ объясняется недостаточным быстродействием применявшихся термопар, хотя для их изготовления использовался провод весьма малого диаметра (0.05 мм). Удовлетворительное согласование результатов в области малых градиентов температуры свидетельствует о надежности предложенной методики расчета и позволяет заключить, что в условиях эксперимента температура торможения газа в течение ~ 6 мсек была в κ раз больше температуры в форкамере и доходила до 790°K .

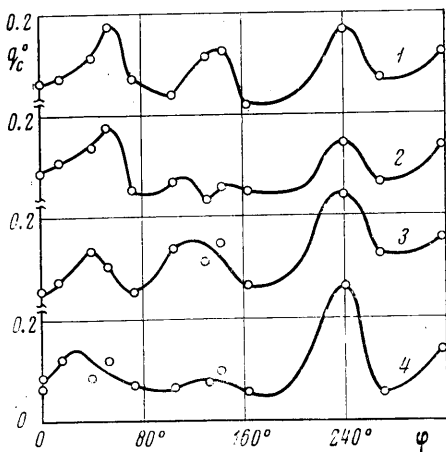
происходило сжатие газа и образование «висячего» скачка уплотнения 2, который взаимодействовал с надстройками на стыковочном модуле. В результате в плоскости $\varphi=180^\circ$ появился скачок 3, распространявшийся, как и скачок 2, приблизительно параллельно фронту скачка 1, но на более близком к последнему расстоянии. Положение скачка 3 в плоскости $\varphi=90^\circ$ было аналогично его положению в плоскости $\varphi=180^\circ$.

С увеличением расстояния до сопла наблюдалось «размывание» скачка уплотнения. Так, если при $x^\circ < 102$ ($x^\circ=95$ — координата плоскости стыковки системы «Аполлон» — «Союз») наблюдался заметный градиент теплового потока вдоль оси y в окрестности скачка 1, то в сечении $x^\circ=192$ он становился пренебрежимо малым. Это объясняется, во-первых, уменьшением плотности газа по длине струи, во-вторых, уменьшением угла между линиями тока газа и фронтом скачка, что приводило к вырождению скачка в волну возмущения.

Измерения тепловых потоков в плоскости $\varphi=0$ ($x^\circ=160$) в присутствии части модели С, состыкованной с моделью А, показали, что вблизи корпуса модели С тепловые нагрузки уменьшались, а интенсивность скачка 2 несколько возрастала. Такой эффект мог бы дать еще один скачок уплотнения сравнительно малой интенсивности (линии 4 на фиг. 4), образовавшийся при натекании потока на выпуклую сферическую поверхность модели орбитального модуля. Измерения в сечении $x^\circ=102$ в той же плоскости $\varphi=0$ не обнаружили существенной разницы в распределении тепловых потоков, что возможно при формировании скачка 4 ниже указанного сечения.

Исследование теплового воздействия непосредственно на модель С проводилось при имитации различных режимов стыковки — расстыковки кораблей: при соосном их движении; при движении корабля «Союз» вдоль оси корабля «Аполлон», но под углом 15° между их осями в плоскости $\varphi=0$; при движении корабля «Союз» вдоль собственной оси, наклоненной в плоскости $\varphi=0$ к оси корабля «Аполлон» на тот же угол 15° , так что центры стыковочных узлов совпадали в плоскости стыковки. В качестве примера на фиг. 5 приведено угловое распределение теплового потока к поверхности модели С при соосном перемещении моделей. Здесь $q_c^\circ = q_c/q_{01}$, $l^\circ = l/r_a$, q_c — измеренный тепловой поток к поверхности, q_{01} — средняя величина теплового потока на оси струи в сечении $x=102$, l — расстояние между торцами стыковочных узлов кораблей. На фиг. 5 цифре 1 соответствует $l^\circ=0$, 2 — $l^\circ=8.3$, 3 — $l^\circ=36.5$, 4 — $l^\circ=66$. Измерения проводились в сечении, отстоящем от переднего торца модели С приблизительно на величину радиуса орбитального модуля.

Максимумы теплового потока в зонах между плоскостями $\varphi=0, 90, 180, 270^\circ$ были обусловлены скачками уплотнения, образовавшимися при взаимодействии соседних струй, а также при взаимодействии струй с надстройками стыковочного модуля. Возмущения, которые вносили в поток лепестки стыковочного узла, приводили к появлению локальных ударных волн и отрывных зон, что обусловило нерегулярную зависимость q_c° от l°



Фиг. 5

в различных плоскостях φ . Максимальный измеренный тепловой поток к модели C составлял $\sim 25\%$ теплового потока на оси струи в плоскости стыковки. Взаимодействие струй в течение всего рабочего режима установки свидетельствует о том, что выбранная степень нерасчетности модельной струи и обусловленные ею параметры установки были достаточны для моделирования течения в струях корабля «Аполлон» и около корабля «Союз».

Измерения как тепловых потоков к модели C , так и давлений указали на существенную асимметрию потока около модели, обусловленную надстройками стыковочного модуля. В процессе сближения кораблей в полете такой характер обтекания корабля «Союз» вызывал возмущающий момент, разворачивающий корабль относительно оси $\varphi=90^\circ$, однако его величина была незначительна.

Была проведена оценка влияния температуры торможения газа на величину измеряемого на модели C давления. Средний уровень давления при обтекании модели горячим газом ($T_0=790^\circ\text{K}$) был выше, чем при обтекании холодным газом ($T_0=290-300^\circ\text{K}$). Наиболее вероятной причиной этого является, по-видимому, конденсация холодного газа.

Было проведено сравнение параметров газа в месте установки датчиков давления (та же плоскость, где измерялись тепловые потоки, показанные на фиг. 5) с диаграммой состояния воздуха (азота) при низких давлениях [13]. Оценки были сделаны для двух крайних случаев: газ, обтекающий модель C , прошел только через скачок уплотнения I ; газ прошел через скачки 1 и 2 .

Картина течения (фиг. 4) позволила определить необходимые геометрические параметры: линейные размеры, углы наклона векторов скорости к скачкам и т. д. Предполагалось, что линии тока в невозмущенной области и между скачками прямолинейны и в невозмущенной области исходят из полюса в центре среза сопла, а параметры газа изменяются в соответствии с моделью источника. Такая схема позволила определить полное давление, приведенную скорость и температуру газа в потоке около модели C . Оказалось, что при $T_0=790^\circ\text{K}$ температура газа на $13-24^\circ\text{K}$ выше границы конденсации газа, в то время как при $T_0=300^\circ\text{K}$ — на $4-5^\circ\text{K}$ ниже ее. Таким образом, исследование силового воздействия недорасширенной струи на корабль «Союз» невозможно было проводить с использованием неподогретого газа.

Разработанное экспериментальное оборудование и предложенная методика испытаний обеспечили моделирование течения в струях управляющих двигателей корабля «Аполлон» и дали возможность надежно определить тепловые и силовые нагрузки на элементы конструкции корабля «Союз».

Поступила 20 VIII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев В. Н., Михайлов В. В. О подобии течений с расширяющимися струями. Уч. зап. ЦАГИ, 1970, т. 1, № 4.
2. Мурзинов И. Н. Параметры подобия при истечении сильно недорасширенных струй в затопленное пространство. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 4.
3. Гусев В. Н., Климова Т. В. К подобию гиперзвуковых струйных течений. Уч. зап. ЦАГИ, 1972, т. 3, № 6.
4. Галалай Б. А. Малоинерционная аппаратура для измерения давлений. Тр. ЦАГИ, 1959, вып. 734.
5. Пенчко Е. А. Воздухостойкий ионизационный манометр. Приборы и техника эксперимента, 1961, № 1.
6. Стасенко А. Л. Критерий для определения «границы» сплошного течения в свободно расширяющейся струе. Инж.-физ. ж., 1969, т. 16, № 1.

7. Стасенко А. Л. Анизотропия длины свободного пробега в стационарных течениях газа. Инж.-физ. ж., 1970, т. 18, № 4.
 8. Roberts L. The action of a hypersonic jet on a dust layer. IAS paper, 1963, No. 63—50.
 9. Лыжин О. В., Искра А. Л. Процесс аварийной разгерметизации вакуумной камеры. Тр. ЦАГИ, 1969, вып. 1046.
 10. Юдаев А. В. Теплопередача. М., «Высшая школа», 1973.
 11. Лыков Б. Н. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
 12. Демидович Б. П., Марон И. А., Шувалова Э. З. Численные методы анализа. М., Физматгиз, 1963.
 13. Daut F. L., Air condensation in a hypersonic wind tunnel. AJAA Journal, 1963, vol. 1, No. 5. (Рус. перев.: Конденсация воздуха в гиперзвуковой аэродинамической трубе. Ракетная техника и космонавтика, 1963, № 5.)
-