

УДК 533.6.011.55+532.526.2

© 1999 г. В.Я. БЕЗМЕНОВ, В.Я. БОРОВОЙ, И.В. СТРУМИНСКАЯ,
Л.В. ЯКОВЛЕВА

ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПОГРАНИЧНЫМ СЛОЕМ СОПЛА, НА ТЕПЛООБМЕН НА ЛОБОВОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ТЕЛА В ГИПЕРЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Исследована теплопередача к цилиндрической поверхности, образующие которой перпендикулярны направлению невозмущенного потока. Эксперименты проведены в аэродинамической трубе импульсного действия при числах Маха $M = 6$ и 16 . При $M = 6$ варьировалось число Рейнольдса, рассчитанное по диаметру цилиндра, в диапазоне от $2,2 \cdot 10^4$ до $0,95 \cdot 10^6$ для выяснения влияния акустических возмущений, генерируемых пограничным слоем сопла, на теплообмен.

Принято считать, что расчет теплообмена в окрестности линии (или точки) растекания на лобовой поверхности тела, обтекаемого равномерным потоком, – задача решенная. Действительно, для несжимаемой жидкости получены аналитические решения уравнений пограничного слоя. Для сверхзвуковых течений газа имеются численные решения как уравнений пограничного слоя, так и уравнений ударного слоя и полных уравнений Навье – Стокса. Результаты численных решений уравнений пограничного слоя использованы для построения корреляционных формул. Наиболее широкое распространение получила формула Фэя–Ридела, учитывающая диссоциацию газа при высоких температурах. Достоверность корреляционных формул типа формулы Фэя – Ридела подтверждена результатами многочисленных экспериментов.

Однако в ряде случаев (см., например, [1]) было замечено существенное превышение экспериментальных величин теплового потока на лобовой поверхности тела над теоретическими величинами. В [1] исследовался теплообмен на лобовой поверхности поперечно обтекаемого цилиндра при числах Маха $M \cong 6$ и 8 и числах Рейнольдса, рассчитанных по диаметру цилиндра, $Re = 1,2 \cdot 10^5 - 1,2 \cdot 10^6$. Отмечено, что превышение экспериментальных величин теплового потока на линии растекания цилиндра над расчетными значениями достигало 50%. Авторы [1] предположили, что это расхождение вызвано возмущениями, генерируемыми пограничным слоем сопла аэродинамической трубы.

Известно, что акустические (безвихревые) возмущения оказывают большое влияние на ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя. При сверхзвуковых и гиперзвуковых скоростях именно акустические возмущения, генерируемые турбулентным пограничным слоем сопла, вызывают более ранний переход пограничного слоя в аэродинамических трубах, чем при полете летательного аппарата [2].

Механизм воздействия акустических возмущений на переход полностью не выяснен. Однако установлено [3, 4], что уравнения гидродинамики допускают связь между акустическими (безвихревыми) и вихревыми возмущениями. Отсюда вытекает принципиальная возможность возбуждения вихревых возмущений в пограничном слое под воздействием акустического поля.

Цели данной работы (см. также [5]) состоят в следующем: 1) в проверке указанного выше предположения путем варьирования числа Re и, следовательно, характеристик

пограничного слоя, формирующегося на поверхности сопла аэродинамической трубы; 2) в исследовании влияния возмущений, генерируемых соплом, на теплообмен на всей лобовой поверхности тела, включая область, удаленную от линии растекания.

1. Эксперименты проводились в ЦАГИ, в аэродинамической трубе кратковременного (импульсного) действия УТ-1М. Труба может работать в двух вариантах: по схеме трубы Людвиг и по классической схеме ударной трубы [6].

При работе по схеме Людвиг канал с внутренним диаметром 70 мм и длиной 6 или 12 м заполняется воздухом или другим рабочим газом. Омический нагреватель, охватывающий канал снаружи, может повышать температуру рабочего газа до 500° С. Максимальное давление газа составляет $100 \cdot 10^5$ Па, если используется канал длиной 12 м, и $200 \cdot 10^5$ Па, если используется канал длиной 6 м. За каналом располагается двухдиафрагменное устройство, а за ним сопло. Имеется набор профилированных сопел, создающих равномерный гиперзвуковой поток с числами $M = 5, 6, 8$ и 10 . Из сопла газ вытекает в рабочую часть диаметром 0,5 м, а затем – в выхлопной канал и далее в вакуумную емкость.

Перед экспериментом канал высокого давления заполняется рабочим газом до достижения выбранного давления p_1 , а двухдиафрагменное устройство – до давления $p_1/2$. Затем давление между диафрагмами понижается, диафрагмы разрываются и газ вытекает через сопло в рабочую часть. От сопла по каналу распространяется волна разрежения. Квазистационарное истечение газа из сопла продолжается до тех пор, пока волна разрежения, отраженная от противоположного конца канала, не возвратится к соплу. Максимальная продолжительность стационарного течения при температуре 500° С около 40 мс, если используется канал длиной 12 м, и около 20 мс, если используется канал длиной 6 м. В данной работе использовались канал длиной 12 м и сопло с диаметром выходного сечения $D = 0,3$ м, рассчитанное на число $M_\infty = 6$.

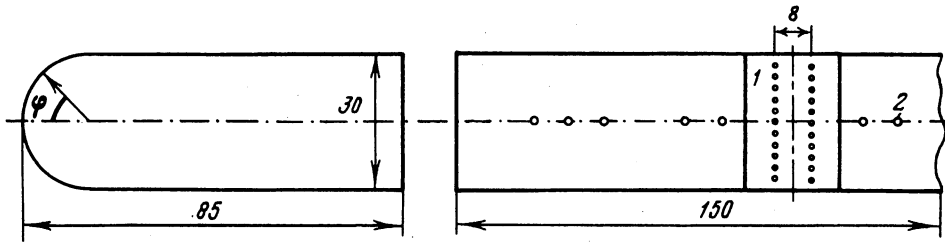
При работе по классической схеме ударной трубы с бегущей ударной волной канал трубы с внутренним диаметром 70 мм делится на две секции. Секция высокого давления (камера) заполняется гелием, секция низкого давления (канал) – рабочим газом (в данной работе – воздухом). Камера и канал разделяются двухдиафрагменным устройством. Канал низкого давления отделяется от сопла тонкой диафрагмой. Имеются профилированные сопла, рассчитанные на числа $M = 10$ и 16 .

После разрыва двух диафрагм ударная волна проходит через рабочий газ, разрывает тонкую диафрагму и отражается от входной поверхности сопла. Под действием падающей и отраженной ударных волн рабочий газ сжимается и нагревается. После разрыва тонкой диафрагмы рабочий газ вытекает через сопло в рабочую часть. Продолжительность стационарного течения от момента разрыва тонкой диафрагмы до возвращения к соплу отраженной волны разрежения – около 6 мс. Максимальное давление в камере высокого давления $200 \cdot 10^5$ Па. Максимальная величина полного давления рабочего газа $p_0 \approx 70 \cdot 10^5$ Па.

Во время экспериментов измерялось начальное давление в секциях высокого и низкого давления, а также давление за отраженной ударной волной перед соплом, которое практически равно полному давлению. Температура торможения рабочего газа вычислялась по изменению давления перед соплом и известным соотношениям для ударной волны с использованием реальных свойств воздуха.

При работе по классической схеме ударной трубы использовалось сопло с диаметром выходного сечения $D = 0,4$ м, рассчитанное на число $M_\infty = 16$. Рабочий газ имел следующие параметры: $p_0 = 57 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 1730$ К.

Число Маха в рабочей части аэродинамической трубы зависит от толщины пограничного слоя в сопле и, следовательно, от полного давления и температуры торможения. Для уточнения числа Маха измерялось давление торможения в рабочей части за прямым скачком уплотнения. Измерения проводились в тех же условиях, в которых испытывалась модель, при работе трубы как по схеме Людвиг, так и по классической схеме. Использовалась гребенка с семью насадками для измерения давления торможения.



Фиг. 1. Схема модели: 1 – тонкая стенка, 2 – калориметрические датчики теплового потока

2. Модель (фиг. 1) представляет собой пластину с цилиндрическим затуплением. Толщина пластины 30 мм, ее размах в поперечном направлении 150 мм.

Основные измерения теплового потока проведены методом тонкой стенки [7]. Метод был реализован следующим образом: на цилиндрической поверхности модели вблизи плоскости симметрии приваривалась полоса фольги шириной 21 мм (1 на фиг. 1), изготовленная из нержавеющей стали или нихрома. В двух сечениях, расположенных на расстоянии 4 мм от плоскости симметрии, к фольге приваривались с внутренней стороны термоэлектродные провода диаметром 0,1 мм, изготовленные из сплава копель и раскатанные вблизи места сварки до толщины 0,03–0,04 мм. В местах сварки образовались нестандартные термодатчики копель – нержавеющая сталь или копель – нихром. Если оба сечения условно объединить, то окажется, что в зоне наибольшей плотности размещения термодатчиков расстояние между ними равно 0,26 мм, что соответствует центральному углу 1° (в этой зоне располагаются 50 термодатчиков из общего числа 81).

Использовались две модели, которые различались только материалом фольги и ее толщиной. В большей части экспериментов использовалась модель с фольгой из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм. В некоторых экспериментах использовалась модель с нихромовой фольгой толщиной 0,2 мм.

На каждой модели устанавливались также 10 калориметрических датчиков [7] (2 на фиг. 1) вдоль центральной образующей цилиндрической поверхности $\varphi = 0$. Датчики представляли собой латунные диски толщиной 0,15–0,25 мм и диаметром 2 мм, изолированные термически и электрически от стенки модели. К внутренней поверхности дисков припаивались хромель-копелевые термодатчики диаметром 0,1 мм, раскатанные вблизи схода до толщины 0,03–0,04 мм.

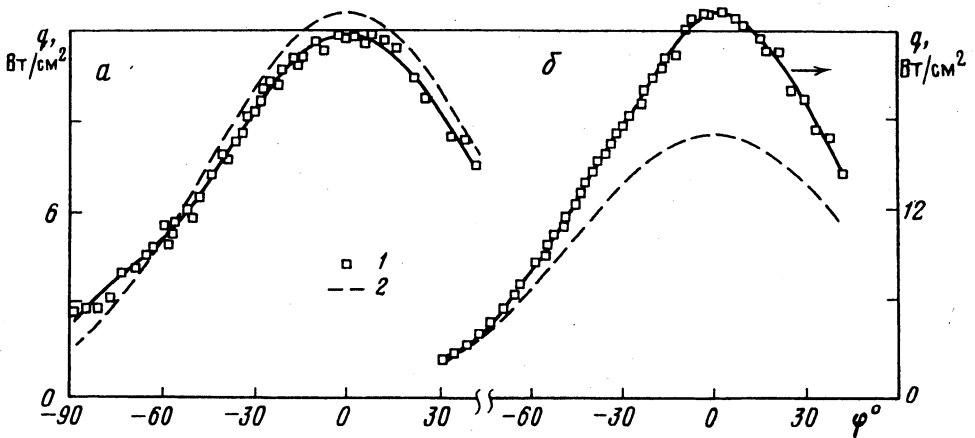
Датчики, установленные на тонкой металлической стенке, и теплоизолированные калориметры калибровались в импульсном режиме на струйной калибровочной установке.

Экспериментальные зависимости температуры тонкой стенки от времени аппроксимировались сплайнами второго порядка методом наименьших квадратов. Затем эти сглаженные зависимости использовались для вычисления теплового потока по известным соотношениям для тонкой стенки. В результате вычисления вводилась небольшая поправка с целью приведения величин теплового потока в различных точках к одной и той же температуре поверхности. Анализ показал, что перетекание тепла вдоль поверхности тонкой стенки практически не влияло на результаты измерений.

Для тонкой стенки разброс экспериментальных величин теплового потока относительно аппроксимирующих кривых находился в пределах $\pm 3\%$ (для аппроксимации зависимости теплового потока q от центрального угла φ использовались сплайны 4-го порядка). При меньшем числе Маха ($M \approx 6$) измерения проводились на двух моделях, различающихся толщиной тонкой стенки ($\delta = 0,1$ и $0,2$ мм). Результаты этих измерений практически совпали. Все это свидетельствует о высокой точности измерений теплового потока методом тонкой стенки. Согласно оценкам, случайная погрешность не превышала $\pm 5\%$.

Калориметры дали значительно большие отклонения от средних значений (около $\pm 10\%$), несмотря на использование индивидуальных калибровочных коэффициентов для каждого датчика.

Измерения, выполненные с помощью калориметров, показали, что вблизи концов цилиндра тепловой поток уменьшается. Однако в средней части цилиндра на расстоянии ± 30 мм от вертикальной плоскости симметрии тепловой поток слабо изменяется вдоль образующей, что подтверждает слабое влияние растекания газа вдоль образующих на теплообмен в средней части модели.



Фиг. 2. Распределение теплового потока по поверхности цилиндра: а – $M = 16$, $Re = 1,1 \cdot 10^4$, $p_0 = 57 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 1730$ К; б – $M = 6,1$, $Re = 0,95 \cdot 10^6$, $p_0 = 43,7 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 567$ К; 1 – эксперимент, 2 – расчет

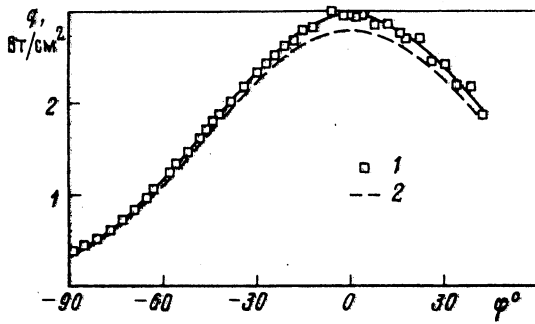
3. На фиг. 2 результаты измерений теплового потока, выполненные методом тонкой стенки, сопоставляются с результатами расчетов. При расчетах тепловой поток q_{0c} на линии растекания ($\varphi = 0$) вычислялся по формуле Фэя – Ридела. На других образующих тепловой поток определялся путем численного решения уравнений пограничного слоя [8]. В качестве граничных условий использовались результаты численного расчета обтекания цилиндра невязким совершенным газом при $M = 6$ [9].

Фигура 2, а показывает, что при $M = 16$ и $Re = 1,1 \cdot 10^4$ экспериментальные величины теплового потока удовлетворительно согласуются с расчетными данными (число Рейнольдса $Re = \rho_{\infty} u_{\infty} d / \mu_{\infty}$ определялось по параметрам невозмущенного потока и диаметру цилиндра $d = 30$ мм). Небольшое расхождение экспериментальных и расчетных величин можно объяснить тем, что распределение относительного теплового потока $q/q_{0c} = f(\varphi)$, полученное в [8] для $M = 6$, использовано при $M = 16$.

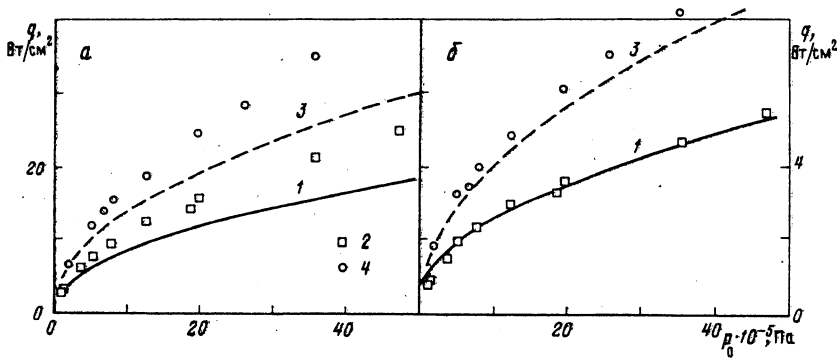
Иной результат получен при $M = 6,1$ и $Re = 0,95 \cdot 10^6$ (фиг. 2, б). В этом случае экспериментальные результаты близки к расчетным только на образующих, удаленных от линии растекания. На самой линии растекания и вблизи нее экспериментальные данные существенно превышают расчетные.

Аналогичное превышение экспериментальных величин над расчетными отмечено в [1], где это расхождение объясняется влиянием на теплообмен возмущений набегающего потока, генерируемых пограничным слоем сопла. Для проверки этого предположения в данной работе при постоянном числе $M = 6$ варьировалось число Re , ответственное за ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя в сопле, путем изменения полного давления и температуры торможения.

На фиг. 3 показано распределение теплового потока при минимальном в данной работе числе $Re = 2,2 \cdot 10^4$. В этом случае экспериментальное значение теплового потока на линии растекания лишь на 6% превышает расчетное значение. В противоположность этому при максимальном числе $Re = 0,95 \cdot 10^6$ (фиг. 2, б) экспериментальное значение теплового потока на линии растекания значительно превышает расчетное значение. Однако и при максимальном числе Re тепловой поток монотонно убывает по мере удаления от линии растекания. Это свидетельствует о том, что на цилиндрической поверхности модели не происходит ламинарно-турбулентный переход пограничного слоя. Чем больше полное давление p_0 , тем больше превышение измеренного теплового потока над расчетным на линии растекания (фиг. 4, а). Однако вдали от линии растекания измеренные величины довольно близки к расчетным во всем исследованном диапазоне значений полного давления и температуры торможения (фиг. 4, б).



Фиг. 3. Распределение теплового потока по поверхности цилиндра при $M = 6$, $Re = 2,2 \cdot 10^4$, $p_0 = 1,05 \cdot 10^5$ Па, $T_0 = 568$ К: 1 – эксперимент, 2 – расчет

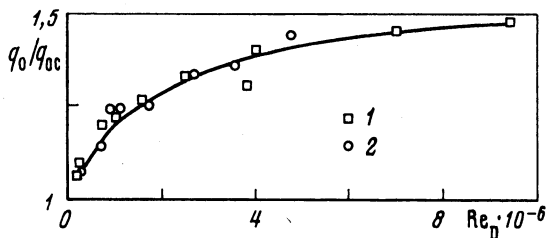


Фиг. 4. Зависимость теплового потока на линии растекания ($\varphi = 0$), (а) и образующей, удаленной от линии растекания ($\varphi = -70^\circ$) (б), от полного давления и температуры торможения: 1 – расчет, 2 – эксперимент, $T_0 = 568$ К; 3 – расчет, 4 – эксперимент, $T_0 = 728$ К

Известно, что турбулентный пограничный слой генерирует акустические волны. Если усиление теплообмена на линии растекания модели вызвано пульсациями, генерируемыми пограничным слоем сопла, то степень повышения теплового потока должна зависеть от характеристик пограничного слоя сопла. На фиг. 5 степень повышения теплового потока на линии растекания q_0/q_{0c} показана в зависимости от числа $Re_D = \rho_\infty \mu_\infty D / \mu_0$, где q_0 и q_{0c} – измеренная и расчетная величины теплового потока при $\varphi = 0$, $D = 0,3$ м. Все точки, характеризующие отношения q_0/q_{0c} , располагаются на одной кривой независимо от температуры торможения. По мере увеличения числа Re отношение q_0/q_{0c} увеличивается, приближаясь к значению $q_0/q_{0c} \approx 1,5$.

Фигура 5 показывает, что экспериментальная величина теплового потока на линии растекания превышает соответствующее расчетное значение, когда $Re_D > 1 \cdot 10^5 - 2 \cdot 10^5$. Оценим соответствующее число Рейнольдса Re_L , рассчитанное по длине той части сопла, которая генерирует акустические возмущения.

Общая длина сопла, рассчитанного на число $M = 6$, от критического до выходного сечения равна 1,3 м. Акустические возмущения могут попадать на лобовую поверхность модели только из передней части сопла. Если учесть, что акустические возмущения распространяются по линиям Маха, то при $M = 6$ длина L того участка сопла, из которого возмущения могут попадать на модель, расположенную за срезом сопла, составляет приблизительно 0,9 м, т.е. в 3 раза больше диаметра выходного сечения сопла.



Фиг. 5. Зависимость относительного теплового потока на линии растекания ($\varphi = 0$) от числа Re , вычисленного по диаметру сопла: 1 - $T_0 = 568$ К, 2 - $T_0 = 728$ К

Таким образом, из фиг. 5 следует, что усиление теплообмена по сравнению с расчетными величинами не происходит до тех пор, пока число $Re_L < 3 \cdot 10^5 - 6 \cdot 10^5$. Эти значения достаточно малы для сохранения ламинарного течения на поверхности сопла. Следовательно, фиг. 5 косвенно указывает на то, что экспериментальные величины теплового потока на линии растекания цилиндра близки к расчетным величинам, если пограничный слой на стенках сопла ламинарный, и значительно превышают расчетные, когда пограничный слой сопла становится турбулентным. Как уже отмечалось, вдали от линии растекания (при $|\varphi| > 70^\circ$) экспериментальные величины теплового потока близки к расчетным во всем исследованном диапазоне чисел Re .

Заключение. Экспериментальное исследование показало, что тепловой поток в окрестности линии растекания цилиндрической поверхности близок к соответствующей расчетной величине, если Re , рассчитанное по длине сопла, не превышает число Re , при котором возможен ламинарно-турбулентный переход на поверхности сопла аэродинамической трубы. При больших числах Re отношение измеренного теплового потока к рассчитанному для ламинарного течения возрастает с увеличением числа Re , достигая значения 1,5. Полученные результаты косвенно подтверждают предположение о влиянии акустических возмущений, генерируемых турбулентным пограничным слоем сопла, на теплообмен в окрестности линии растекания.

Вдали от линии растекания экспериментальные величины теплового потока близки к расчетным в диапазоне чисел $Re = 2,2 \cdot 10^4 - 0,95 \cdot 10^6$ (по диаметру цилиндра). В этом диапазоне тепловой поток монотонно убывает по мере удаления от линии растекания, что свидетельствует об отсутствии ламинарно-турбулентного перехода на лобовой поверхности тела.

Работа выполнена при финансовой поддержке ONERA (Франция). Авторы выражают благодарность В.Н. Гусеву, С.М. Болдыреву, С.Н. Крутию, Р.А. Казанскому (ЦАГИ), а также Ж. Делери и Б. Шанету (ONERA) за помощь в проведении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wieting A.R., Holden M.S.* Experimental shock-wave interference heating on a cylinder at Mach 6 and 8 // *AIAA Journal*. 1989. V. 27. № 11. P. 1557–1565.
2. *Pate S.R., Schueler C.J.* Radiated aerodynamic noise effects on boundary-layer transition in supersonic and hypersonic wind tunnels // *AIAA Journal*. 1969. V. 7. № 3. P. 450–457. (Рус. перев.: Ракетная техника и космонавтика. 1969. Т. 7. № 3. С. 80–89).
3. *Артамонов К.И.* Термогидроакустическая устойчивость. М.: Машиностроение, 1982. 261 с.
4. *Mungur P.* On the sensitivity of shear layers to sound // *AIAA Paper*. 1977. № 1369. 9 p.
5. *Borovoy V.Ya., Chinilov A.Yu., Gusev V.N. et al.* Interference between a cylindrical bow shock and a plane oblique shock // *AIAA Journal*. 1977. V. 35. № 11. P. 1721–1728.

6. *Bezmenov V.Ya.* Hypersonic shock wind tunnel UT-1M // Research in Hypersonic Flows and Hypersonic Technologies «TsAGI's workshop-school "Fluid Mechanics"», TSAGI, 1994, P. 15–17.
7. *Богданов В.В., Колочинский Ю.Ю., Плешакова Л.А.* Приборы для измерения плотности тепловых потоков в аэродинамических установках кратковременного действия // Тр. ЦАГИ. 1979. Вып. 1978. С. 27–34.
8. *Степанов Э.А.* Двумерный ламинарный пограничный слой при различных законах массообмена на поверхности // Тр. ЦАГИ. 1975. Вып. 1692. С. 67–129.
9. *Благосклонов В.Н., Минайлоз А.Н.* Обтекание кругового цилиндра сверхзвуковым потоком совершенного газа // Уч. зап. ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 2. С. 130–134.

Москва

Поступила в редакцию
4.VI.1997